



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

ULB

# Experimentelle Untersuchung turbulenter regimeübergreifender Flammen

Butz, David  
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00014249>

Lizenz:



CC-BY-SA 4.0 International - Creative Commons, Namensnennung, Weitergabe unter gleichen Bedingungen

Publikationstyp: Dissertation

Fachbereich: 16 Fachbereich Maschinenbau

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/14249>

---

# **Experimentelle Untersuchung turbulenter regimeübergreifender Flammen**

Vom Fachbereich Maschinenbau  
an der Technischen Universität Darmstadt  
zur  
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

**David Butz, M. Sc.**

aus Heidelberg

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Hasse
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. D. Geyer
Tag der Einreichung:	11. August 2020
Tag der mündlichen Prüfung:	28. Oktober 2020

Darmstadt 2020

D17

David Butz:  
Experimentelle Untersuchung turbulenter regimeübergreifender Flammen

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt  
Tag der mündlichen Prüfung: 28.10.2020  
Jahr der Veröffentlichung auf TUpriints: 2020

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-142496  
URI: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/14249>

Veröffentlicht unter CC BY-SA 4.0 International  
<https://creativecommons.org/licenses/>

---

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) der Technischen Universität Darmstadt.

An erster Stelle geht daher mein größter Dank an Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler, der mir durch die Anstellung am Fachgebiet den Sprung in die experimentelle Verbrennungsforschung ermöglicht hat. Er war während meiner Tätigkeit immer ein kompetenter Ansprechpartner für wissenschaftliche Fragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Geyer (Fachbereich MK, Hochschule Darmstadt) gilt mein herzlicher Dank für die fortwährende Unterstützung und die Übernahme des Koreferats. Wegen seiner eigenen langjährigen Erfahrungen in der Raman-/Rayleigh-Spektroskopie und der Entwicklung von Versuchsbrennern waren unsere fachlichen Diskussionen von besonderer Bedeutung für meine Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Hasse (Fachgebiet STFS) danke ich für die Übernahme des Koreferats und die gute Zusammenarbeit im MRB-Projekt.

Besonders dankbar bin ich auch Herrn Dr. Rob Barlow und Herrn Bob Harmon, die mir die Durchführung von Versuchen am MRB-Brenner an der *Combustion Research Facility* ermöglicht haben. Auch unsere fachlichen Diskussionen zur Datenauswertung und Interpretation von Messergebnissen haben entscheidend zum Erfolg dieses Projekts beigetragen.

Zudem möchte ich allen Kollegen meinen Dank ausdrücken, die auf vielfältige Weise zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben. An erster Stelle sind hier meine direkten Raman-Kollegen Silvan Schneider, Johannes Trabold und Nicola Luciano zu nennen. Besonders wichtig war mir die gute Arbeitsatmosphäre, die auch zuließ, selbst die größten Rückschläge (und sonstige Vorfälle) im Labor mit Humor zu nehmen. Sandra Hartl und Sebastian Popp (Fachgebiet STFS) danke ich für die gute Zusammenarbeit, die Anregungen von der numerischen Seite und die Bereitstellung von laminaren Flammenrechnungen. An zweiter Stelle folgen meine Studenten und jetzigen Kollegen: Steffen Walther hat einen bedeutenden Anteil zur Entwicklung des Multi-Regime-Brenner (MRB) und den Geschwindigkeitsmessungen am RSM beigetragen. Adrian Breicher danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei den Geschwindigkeitsmessungen und im Rahmen der Datenauswertung. Johannes Lill danke ich für seinen Beitrag zur Vorbereitung der Rohdaten der Raman-/Rayleigh-Messungen. Ich danke auch den ehemaligen Studenten Maximilian Korte und Richard Merkel, die vor allem am experimentellen Aufbau des Versuchsstandes am RSM beteiligt waren. Meinen langjährigen Begleitern im Büro, Katharina Warncke und Andreas Preusche, bin ich für die allzeit angenehme Atmosphäre im Büroalltag zu Dank verpflichtet. Für die Unterstützung im Labor, vor allem in Sachen Laserjustage in der Anfangszeit meiner Arbeit, danke ich Andreas Ludwig herzlich. Ohne die hochwertige Umsetzung von Konstruktionszeichnungen durch das Werkstatt-Team um Roland Berntheisel wären weder der Prüfstands Aufbau, noch die Entwicklung des MRB möglich gewesen. Die Unterstützung in administrativer Hinsicht durch das Sekretariat, aber natürlich auch durch die Chefetage, hat es mir ermöglicht, mich während meiner Tätigkeit meist auf meine Projekte zu konzentrieren, wofür ich sehr dankbar bin.

Ich danke meinen Eltern Carola und Peter dafür, dass sie mich immer und in jeder Lebenslage unterstützen. Mein ganz besonderer Dank geht an meine Frau Franzl. Danke, dass du immer für mich da bist.





---

## Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich erkläre außerdem, dass ich bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

David Butz

Darmstadt, den 13. November 2020

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Hintergrund und Motivation . . . . .	1
1.2	Stand der Forschung . . . . .	2
1.3	Zielsetzung und Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Verbrennung . . . . .	7
2.1.1	Verbrennungsreaktionen und Reaktionskinetik . . . . .	7
2.1.2	Vormischflammen . . . . .	8
2.1.3	Nicht-vorgemischte Verbrennung . . . . .	11
2.1.4	Regimeübergreifende Verbrennung . . . . .	12
2.1.5	Identifikation von Verbrennungsregimes . . . . .	14
2.2	Fluidmechanik und Turbulenz-Chemie-Interaktion . . . . .	16
2.2.1	Grundgleichungen . . . . .	16
2.2.2	Turbulenz . . . . .	17
2.2.3	Turbulenz-Chemie-Interaktion . . . . .	18
2.3	Grundlagen der verwendeten Messtechniken . . . . .	19
2.3.1	Kombinierte Raman-/Rayleigh-Spektroskopie . . . . .	20
2.3.2	Laserinduzierte Fluoreszenz . . . . .	23
2.3.3	<i>Particle Image Velocimetry</i> . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau und Auswertung der Messdaten</b>	<b>27</b>
3.1	Der Multi-Regime-Brenner . . . . .	27
3.1.1	Anforderungen an die Brennerauslegung . . . . .	27
3.1.2	Konstruktive Umsetzung . . . . .	28
3.1.3	Betriebspunkte . . . . .	30
3.1.4	Thermische Randbedingungen am Brenneraustritt . . . . .	31
3.2	Aufbau der Versuchsstände . . . . .	32
3.2.1	Raman-/Rayleigh-/CO-LIF-Aufbau an der CRF . . . . .	32
3.2.2	Raman-/Rayleigh-Aufbau am RSM . . . . .	34
3.2.3	PIV-/PLIF-Aufbau am RSM . . . . .	39
3.3	Auswertung der Skalar­daten . . . . .	42
3.3.1	Die hybride Matrix-Inversions-Methode . . . . .	42
3.3.2	Vorbereitung der Rohdaten . . . . .	47
3.3.3	Kalibrationsprozess . . . . .	50
3.4	Auswertung der Geschwindigkeitsdaten und Flammvisualisierungen . . . . .	62
3.4.1	Auswertung der Geschwindigkeitsdaten . . . . .	62
3.4.2	Auswertung der Flammvisualisierung . . . . .	64

<b>4 Ergebnisse</b>	<b>65</b>
4.1 Allgemeines Erscheinungsbild der MRB-Flammen . . . . .	65
4.1.1 Globales Strömungs- und Reaktionsfeld . . . . .	65
4.1.2 Vergleichbarkeit der Messungen am RSM und an der CRF . . . . .	69
4.1.3 Vergleich der kalten und der reagierenden Strömung . . . . .	73
4.1.4 Variation des Äquivalenzverhältnisses . . . . .	75
4.1.5 Variation der Austrittsgeschwindigkeit aus Ringspalt 1 . . . . .	77
4.1.6 Betrachtung im $Z$ -Zustandsraum . . . . .	82
4.2 Die Reaktionszonen . . . . .	88
4.2.1 Identifikation der Reaktionszonen . . . . .	88
4.2.2 Lage der Reaktionszonen . . . . .	90
4.2.3 Interaktion der Reaktionszonen . . . . .	95
4.2.4 Stratifizierung der Reaktionszonen . . . . .	99
4.3 Verbrennungsregimes . . . . .	104
4.3.1 Gradientenbasierte Regime-Identifikation . . . . .	104
4.3.2 Vergleich der Ergebnisse der GFRI und der gradientenbasierten Methode . . . . .	106
4.3.3 Anwendung des Regime-Index auf die MRB-Flammen . . . . .	108
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>111</b>
<b>A Radialprofile ausgesuchter Geschwindigkeiten und Skalare</b>	<b>115</b>
<b>B Streudiagramme</b>	<b>123</b>
<b>C Lage der Reaktionszonen</b>	<b>127</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>129</b>

# Tabellenverzeichnis

3.1	Betriebspunkte der MRB-Konfigurationen . . . . .	30
3.2	Austrittstemperaturen über dem Brenneraustritt für den nicht-reagierenden Fall MRB 26b . . . . .	32
3.3	Intensitäts-Schwellwerte für optische Durchbrüche . . . . .	36
3.4	Wellenlängenbereiche der Raman-Kanäle. . . . .	43
3.5	Präzision und Akkuratheit der Messungen an der CRF und am RSM im Vergleich mit Literaturwerten . . . . .	61
4.1	Durchgeführte Messungen an der CRF und am RSM . . . . .	69
4.2	Kriterien zur Zuordnung von Flammenregimes aus der GFRI . . . . .	106
C.1	Lage der inneren und äußeren Reaktionszone für alle vermessenen Flammen . . . . .	128

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellungen des CFCN-Brenners . . . . .	3
1.2	Schematische Darstellungen des <i>Inhomogeneous Inlets</i> -Brenners . . . . .	4
2.1	Räumliche Struktur einer eindimensionalen Vormischflamme . . . . .	9
2.2	Schematische Darstellung des Winkels zwischen Äquivalenzverhältnis und Fortschrittsvariable . . . . .	10
2.3	Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme . . . . .	12
2.4	Strukturen verschiedener regimeübergreifender Flammentypen . . . . .	13
2.5	Struktur einer Tripel-Flamme im Z-Raum . . . . .	14
2.6	Regimediagramm für turbulente Vormischflammen . . . . .	19
2.7	Energieschema und Wellenlänge der Streustrahlung der inelastischen und elastischen Streuprozesse . . . . .	21
2.8	Energieschema und Wellenlänge der emittierten Strahlung der laserinduzierten Fluoreszenz . . . . .	23
2.10	Prinzipieller Aufbau eines PIV-Messsystems und Illustration der Auswertung der zweidimensionalen Kreuzkorrelation . . . . .	25
3.1	Darstellung der MRB-Brennerkonstruktion . . . . .	28
3.2	Aufnahmen der Oberflächentemperatur des Staukörpers des MRB . . . . .	31
3.3	Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der Anregungsseite am RSM . . . . .	35
3.4	Mögliche Anordnung von Schleifen innerhalb einer Verzögerungsstrecke und zeitlicher Verlauf der normierten Leistung . . . . .	37
3.5	Errechnete und gemessene zeitliche Verläufe der normierten Leistung am Ausgang der Verzögerungsstrecke . . . . .	38
3.6	Versuchsaufbau (schematisch) der PIV/PLIF-Versuche am RSM . . . . .	40
3.7	Signal auf der Raman-Kamera bei spektral aufgelöster und gebinneter Aufnahme im Abgas der Flachflamme . . . . .	43
3.8	Erstellung der Dispersionsfunktion . . . . .	44
3.9	Faltung der theoretischen Spektren mit der Apparatefunktion . . . . .	45
3.10	Tabellierte Raman-Antworten für $O_2$ sowie die Übersprechfunktion $O_2 \ll CO_2$ . . . . .	46
3.11	Häufigkeitsverteilung der Krümmungswerte $\kappa$ in staubfreien und staubbehafteten Rayleigh-Aufnahmen. . . . .	49
3.12	Schnittansicht des Flachflammenbrenners . . . . .	51
3.13	Repräsentative Ergebnisse der Kalibration an der Flachflamme für die Messungen am RSM und an der CRF . . . . .	53
3.14	Schnittansicht des Hencken-Brenners . . . . .	54

3.15	Repräsentative Ergebnisse der Kalibration am Hencken-Brenner für die Messungen am RSM und an der CRF . . . . .	55
3.16	Schnittansicht des Vertikalfammenbrenners . . . . .	56
3.17	Repräsentative Ergebnisse der Kalibration am Vertikalfammenbrenner für die Messungen am RSM und an der CRF . . . . .	58
3.18	Variationskoeffizienten der driftenden Parameter der Messungen am RSM und an der CRF für jeden einzelnen Messtag . . . . .	58
3.19	Verbleibende Variationskoeffizienten nach Angleichung über die gesamte Messreihe . . . . .	60
3.20	Mittlere Felder von $u$ , $v$ und $w$ in Flamme 26a zur Illustration der Fehler in der tangentialen Komponente . . . . .	63
4.1	Fotografie der Flamme MRB 26b mit Darstellung des Strömungsfelds sowie gemittelte und instantane PLIF-Aufnahmen . . . . .	66
4.2	Radialprofile von $u$ , $v$ , $U'$ , $T$ , $T'$ , $\phi$ , $\phi'$ für Flamme 26b . . . . .	67
4.3	Vergleich der radialen Verläufe von $T$ , $T'$ , $\phi$ und $\phi'$ aus den Messungen an der CRF und am RSM . . . . .	70
4.4	Vergleich der radialen Verläufe von $Y_{CO}$ , $Y'_{CO}$ , $Y_{H_2}$ und $Y'_{H_2}$ aus den Messungen an der CRF und am RSM . . . . .	71
4.5	Vergleich der Ergebnisse der Messungen an der CRF und am RSM in der äußeren mageren Vormischflamme im $T$ -Raum . . . . .	72
4.6	Darstellung der Felder von $u$ , $v$ und $U'$ in der kalten und der reagierenden Strömung im Fall 26b . . . . .	73
4.7	Radialprofile von $u$ , $v$ und $U'$ in der kalten und der reagierenden Strömung im Fall 26b . . . . .	74
4.8	Fotografien der Flammen der a-Serie von 14a bis 318a . . . . .	75
4.9	Radialprofile von $T$ , $T'$ , $\phi$ und $\phi'$ für alle MRB-Fälle der a-Serie . . . . .	76
4.10	Fotografien der Flammen 22a und 22b . . . . .	78
4.11	Darstellung der Felder von $u$ , $v$ und $U'$ für die Konfigurationen 26a und 26b . . . . .	78
4.12	Radialprofile von $u$ , $v$ und $U'$ für die Fälle 26a und 26b . . . . .	80
4.13	Radialprofile von $T$ , $T'$ , $\phi$ und $\phi'$ für die Fälle 26a und 26b . . . . .	81
4.14	Schematische Darstellung der Trajektorien von $T$ im $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver $r$ -Richtung . . . . .	82
4.15	Streudiagramme von $T$ aufgetragen über $Z$ für alle Flammen der a-Serie und 318b . . . . .	83
4.16	Schematische Darstellung der Trajektorien von $Y_{CH_4}$ im $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver $r$ -Richtung . . . . .	85
4.17	Streudiagramme von $Y_{CH_4}$ über $Z$ für alle Flammen der a-Serie und 318b . . . . .	85
4.18	Schematische Darstellung der Trajektorien von $Y_{CO}$ im $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver $r$ -Richtung . . . . .	87
4.19	Streudiagramme von $Y_{CO}$ über $Z$ für alle Flammen der a-Serie und 318b . . . . .	87
4.20	Bestimmung des Schwellwertes der Ersatzgröße $HRR^*$ . . . . .	89
4.21	Einsetzen der Reaktion in der inneren Zone . . . . .	91
4.22	Position der detektierten Reaktionszonen, basierend auf Lage des maximalen $T$ -Gradienten und der Lage des Maximums von $HRR^*$ . . . . .	92
4.23	Häufigkeitsverteilungen von $Z$ im Bereich der inneren Flammenzone . . . . .	93
4.24	Häufigkeitsverteilungen von $Z$ im Bereich der äußeren Flammenzone . . . . .	94
4.25	Transport von der inneren Reaktionszone. Radialprofile von $Z$ und Streudiagramme von $Y_{CO}$ über dem Mischungsbruch $Z$ . . . . .	96

4.26	Transportweg brennstoffreicher Mischungen zur äußeren Reaktionszone . .	97
4.27	Transport von der inneren Reaktionszone. Spezies-Massenbrüche über dem Radius als Mittelwerte und Fluktuationen . . . . .	98
4.28	Streudiagramme der Gradienten von $c_O$ über den Gradienten von $Z$ für alle an der CRF vermessenen MRB-Konfigurationen . . . . .	101
4.29	Verläufe des Mischungsbruchs $Z$ , der Fortschrittsvariablen $c_O$ und der Zwischenspezies $CO$ dreier stratifizierter Samples . . . . .	102
4.30	Vergleich der Häufigkeitsverteilung gemessener Gradienten in der vertikalen Flamme zum Abgas der Flachflamme . . . . .	105
4.31	Relative Anteile der ermittelten Verbrennungsregimes für die Flammen 18b und 26b, ermittelt mittels GFRI und Regime-Index . . . . .	107
4.32	Relative Anteile der ermittelten Verbrennungsregimes für alle an der CRF vermessenen Flammen, ermittelt mit dem Regime-Index . . . . .	109
4.33	Vergleich der Ergebnisse des Anwendung des Regime-Index auf die in beiden Laboren gemessene Flamme 18a . . . . .	110
A.1	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 14a . . . . .	116
A.2	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 18a. . . . .	117
A.3	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 18b. . . . .	118
A.4	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 22a. . . . .	119
A.5	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 26a. . . . .	120
A.6	Radialprofile von $T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 318a . . . . .	121
A.7	Radialprofile von $u, v, U', T, T', \phi, \phi'$ für Flamme 318b. . . . .	122
B.1	Streudiagramme von $T$ über $Z$ für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b. . . . .	124
B.2	Streudiagramme von $Y_{CH_4}$ über $Z$ für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b. . . . .	125
B.3	Streudiagramme von $Y_{CO}$ über $Z$ für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b. . . . .	126





# Nomenklatur

Große lateinische Buchstaben		Einheit
$D$	Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2/\text{s}$
$D, Q$	dimensionslose Leistung	
$E$	Energie	J
$E_a$	Aktivierungsenergie	J/mol
$I$	Intensität	$\text{W}/\text{m}^2$
$J$	Rotationsquantenzahl	
$Ka$	Karlovitz-Zahl	
$L$	Länge	m
$N$	Teilchenzahldichte	$1/\text{m}^3$
$R$	Allgemeine Gaskonstante	J/molK
$R$	Reflektivität	
$R_{I,I'}$	Kreuzkorrelation von $I$ und $I'$	
$Re$	Reynolds-Zahl	
$Re_t$	turbulente Reynolds-Zahl	
$S$	Signalintensität	
$T$	Temperatur	K
$U$	Resultierende der Axial- und Radialgeschwindigkeit	$\text{m}/\text{s}$
$X_i$	Molenbruch der Spezies $i$	
$Y_i$	Massenbruch der Spezies $i$	
$Z$	Mischungsbruch	

CM     *Chemical Mode*

Kleine lateinische Buchstaben		Einheit
$c_p$	spezifische Wärmekapazität	J/kg K
$c_{ij}$	Koeffizientenmatrix der Antwort- und Übersprechfunktionen	
$f$	Brennweite	mm
$f/n$	$f$ -Zahl mit dem Wert $n$	
$f_i$	relative Besetzungsdichte des Initialzustands	
$g_i$	Beschleunigung in Richtung $i$	$\text{m}/\text{s}^2$
$g_i$	Entartungsfaktor des Initialzustands	
$h$	Höhenkoordinate	m
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum	J/s
$h_i$	spezifische Enthalpie der Spezies $i$	J/kg
$k$	Reaktionsgeschwindigkeits-Konstante	
$k_B$	Boltzmann-Konstante	J/K

$l$	charakteristische Länge	m
$l_t$	integrales Längenmaß	m
$m_{ij}$	Matrix der Vorfaktoren der Antwort- und Übersprechfunktionen	
$p$	Druck	Pa
$r$	radiale Koordinate	m
$s_L$	laminare Brenngeschwindigkeit	m/s
$t$	Zeit	s
$t_\eta$	Kolmogorov-Zeitmaß	s
$u$	mittlere Axialgeschwindigkeit	m/s
$u_\eta$	Kolmogorov-Geschwindigkeitsmaß	m/s
$u_i$	Geschwindigkeit in Richtung $i$	m/s
$v$	Vibrationsquantenzahl	
$v$	mittlere Radialgeschwindigkeit	m/s
$x$	räumliche Koordinate	m

### Große griechische Buchstaben

### Einheit

$\Delta$	Differenz	
$\Omega$	Öffnungswinkel der Detektionsoptik	rad
$\Psi(\bar{\alpha})$	Produkt aus Transitionsmatrix und Transmissivität	s <sup>4</sup> /m <sup>2</sup>

### Kleine griechische Buchstaben

### Einheit

$\alpha, \gamma$	Winkel	°
$\beta$	Regime-Index	
$\delta_L$	laminare Flammendicke	m
$\dot{\omega}_i$	Quellterm der Spezies $i$	1/s
$\epsilon$	Emissivität	
$\eta$	Flammenstruktur-Index	
$\eta$	Kolmogorov-Länge	m
$\lambda$	Eigenwert	
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda$	Wärmeleitzahl	W/m K
$\mu$	dynamische Viskosität	Pa s
$\nu$	Frequenz	1/s
$\nu$	kinematische Viskosität	m <sup>2</sup> /s
$\nu_i$	Stöchiometrischer Koeffizient der Spezies $i$	
$\phi$	Äquivalenzverhältnis	
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Präzision	
$\sigma$	Streuquerschnitt	m <sup>2</sup>
$\tau$	Scherspannung	N/m <sup>2</sup>
$\tau, \xi$	dimensionslose Zeit	

---

**Tiefgestellte Indizes**


---

$i, j, k$	Indexwert (ganzzahlig)
$st$	stöchiometrisches Mischungsverhältnis
br	brennstoffreich
F	Brennstoff
f	final
i	initial
IR	Infrarot
l	Laser
m	mager
NP	nicht vorgemischte Flamme
O	Oxidator
P	Produkte
P	Vormischflamme
pg	<i>perfect gas</i> , Idealgas
R	Reaktanden
Ram	Raman
Ray	Rayleigh
S	Spiegel
s	Streuung
ST	Strahlteiler
SW	Schwellwert
TE	Thermoelement

---

**Hochgestellte Indizes**


---

'	Fluktuation
'	Standardabweichung

a, b, c    Reaktionsordnungen der Spezies a, b und c

---

**Operatoren und Symbole**


---

$\delta_{ij}$	Kronecker-Delta	
$\nabla$	Nabla-Operator	
$\parallel$	parallel	
$\partial\Phi/\partial\Psi$	Partielle Ableitung der Größe $\Phi$ nach $\Psi$	
$\perp$	senkrecht	
$\Re$	Realteil	
$\sum$	Summation	
$\emptyset$	Durchmesser	mm
sgn	Vorzeichenfunktion	



# Abkürzungsverzeichnis

<b>CRF</b>	<i>Combustion Research Facility</i>
<b>CCD</b>	<i>Charge Coupled Device</i>
<b>CFCN</b>	<i>Concentric Flow Conical Nozzle</i>
<b>CFSB</b>	<i>Concentric Flow Slot Burner</i>
<b>CEMA</b>	<i>Chemical Explosive Mode Analysis</i>
<b>DNS</b>	Direkte Numerische Simulation
<b>FFT</b>	<i>Fast Fourier Transform</i>
<b>GFRI</b>	<i>Gradient Free Regime Identification</i>
<b>LES</b>	<i>Large Eddy Simulation</i>
<b>LIF</b>	Laserinduzierte Fluoreszenz
<b>MRB</b>	Multi-Regime-Brenner
<b>MI</b>	Matrix-Inversions-Methode
<b>PIV</b>	<i>Particle Image Velocimetry</i>
<b>PLIF</b>	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz
<b>RSM</b>	Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik
<b>ROI</b>	<i>Region Of Interest</i>
<b>TNF</b>	<i>International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Flames</i>
<b>WATR</b>	<i>Wavelet Adaptive Thresholding Algorithm</i>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die folgende Einführung in diese Arbeit dient der Erläuterung der Hintergründe und der wissenschaftlichen Motivation. Nach einer daran anschließenden Betrachtung zum Stand der Forschung folgen die Formulierung der Ziele und ein Überblick über die Struktur der Arbeit.

### 1.1 Hintergrund und Motivation

Die Nutzung von Verbrennungsprozessen ist eine der ältesten technischen Errungenschaften der Menschheit und begleitet sie seit vielen Jahrtausenden. Nutzte der Mensch das Feuer zunächst vorrangig zu Zwecken der Beleuchtung, Heizung und der Zubereitung von Nahrung, bildet die Wärme aus der Verbrennung fossiler Brennstoffe seit dem Beginn der Industriellen Revolution in der zweiten Hälfte des 18. Jahrhunderts in wachsendem Maßstab das energetische Fundament der Herstellung von Gütern wie Stahl, der Fortbewegung und später auch der Bereitstellung elektrischer Energie [1]. Auch heute spielt die Verbrennung fossiler und anderer Brennstoffe eine dominierende Rolle in der Energieversorgung der Weltbevölkerung. Im Jahr 2017 machte die Verbrennung von Öl, Kohle, Erdgas, Biokraftstoffen und Abfällen über 90 % der weltweiten Primärenergie-Bereitstellung aus [2].

Da Verbrennungsvorgänge in industriellen Anwendungen weitgehend turbulent ablaufen, liegt das Hauptaugenmerk der Verbrennungsforschung seit geraumer Zeit auf der turbulenten Verbrennung. Als übergeordnetes Ziel wird die Entwicklung von robusten, effizienten und emissionsarmen technischen Systemen verfolgt. Ein detailliertes Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse und Rechenmodelle, die das Zusammenspiel von Strömung und Verbrennung in technischen Systemen hinreichend genau vorhersagen, sind für das Erreichen dieses Ziels von grundlegender Bedeutung [3]. Dies bedingt die Notwendigkeit einer engen Verzahnung experimenteller, theoretischer und numerischer Verbrennungsforschung. Besonders hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang der *International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Flames* (TNF) [4], der seit 1996 als Plattform für die Zusammenarbeit der experimentellen und der numerischen Seite der Verbrennungsforschung dient. Gegenstand der kollaborativen Untersuchungen waren u.a. turbulente nicht-vorgemischte, vorgemischte und stratifizierte Flammen, Jetflammen, Gegenstromflammen sowie drall- und staukörper-stabilisierte Flammen. In den vergangenen Jahren rückten zunehmend auch partiell vorgemischte bzw. regimeübergreifende Flammen in den Fokus des TNF [5, 6].

Regimeübergreifende Verbrennungsvorgänge liegen im Übergangsgebiet zwischen den beiden traditionellen Grenzfällen der rein vorgemischten und der rein nicht-vorgemischten Verbrennung. Sie treten in vielen praktischen Anwendungen auf und werden grundsätzlich durch inhomogene Mischungsfelder verursacht. Inhomogenitäten im Mischungsfeld werden häufig gezielt eingesetzt, um etwa die Stabilität der Verbrennung, die Betriebssicherheit



oder die Effizienz eines Verbrennungssystems zu steigern, oder um die Emission von Schadstoffen zu verringern. Aber auch in Systemen, die auf vorgemischte oder nicht-vorgemischte Verbrennung ausgelegt sind, können regimeübergreifende Flammen aus Mischungsinhomogenitäten resultieren, die beispielsweise durch die Rückströmung von Oxidator oder Abgas verursacht werden. Auch das lokale Verlöschen von Flammen mit anschließender erneuter Zündung kann bekanntermaßen zur Bildung regimeübergreifender Flammen führen [7].

Derartige Flammenzonen sind komplexer als die erwähnten Grenzfälle und stellen insbesondere für LES-Berechnungen unter Verwendung von Flamelet-Modellen mit tabellierter Chemie eine besondere Herausforderung dar [8]. Im folgenden Abschnitt 1.2 wird ein Überblick über die bestehende Datenbasis zur regimeübergreifenden Verbrennung gegeben. Der sich aus der bestehenden Datenbasis ergebende verbleibende Forschungsbedarf wird in Abschnitt 1.3 zur Formulierung der Ziele der vorliegenden Arbeit herangezogen.

## 1.2 Stand der Forschung

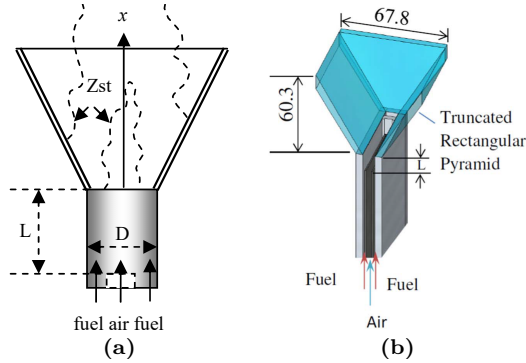
Innerhalb der vergangenen zwei Jahrzehnte wurde eine Vielzahl von experimentellen, numerischen und theoretischen Arbeiten im Bereich der turbulenten partiell vorgemischten bzw. regimeübergreifenden Verbrennung veröffentlicht. Einen sehr guten Überblick über die relevante Literatur bietet der Übersichtsartikel von Masri [7]. Experimentelle Arbeiten wurden an anwendungsnahen Modell-Gasturbinenbrennkammern sowie an speziell entwickelten Laborflammen durchgeführt. Die Laborflammen bieten gegenüber den anwendungsnäheren Modellen grundsätzlich die Vorteile besserer experimenteller Zugänglichkeit sowie einer breiteren Spanne an realisierbaren Betriebspunkten. Zudem können Laborflammen hinsichtlich ihrer geometrischen und fluiddynamischen Komplexität meist flexibler an das jeweilige Forschungsziel angepasst werden.

Ein wichtiges Element der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines neuartigen Brenners, der die messtechnische Untersuchung einer Vielzahl regimeübergreifender Flammenkonfigurationen ermöglicht. In diesem Abschnitt sollen daher vorangegangene Arbeiten, die an zwei bereits existierenden Laborbrennern durchgeführt wurden, vorgestellt werden. Den Schwerpunkt bilden hierbei experimentelle Untersuchungen.

### *Der Concentric Flow Conical Nozzle (CFCN)-Brenner*

Die Brenneraustritte des von Mansour [9] eingeführten CFCN-Brenner bilden zwei konzentrisch angeordnete Rohre. Aus dem äußeren Rohr strömt Luft aus, das innere Rohr führt reinen Brennstoff. Der Grad der Inhomogenität des Gemisches am Brenneraustritt kann durch das Zurücksetzen des Endes des inneren Rohrs um eine Länge  $L$  variiert werden. Eine konische Düse am Brenneraustritt stabilisiert die Flamme auf dem Brenner. Sie in späteren Untersuchungen durch eine Variante aus Glas ersetzt, um eine bessere optische Zugänglichkeit zu erreichen [10]. Abbildung 1.1a zeigt eine schematische Darstellung des CFCN-Brenners.

Verschiedene auf dem CFCN-Brenner stabilisierte partiell vorgemischte Flammen waren Gegenstand einer Reihe hauptsächlich lasermesstechnischer Untersuchungen [9–17]. Aus diesen Untersuchungen ist eine Basis an Messdaten zur Flammenstruktur und Geschwindigkeitsfeldern entstanden. Aus den Experimenten wurde geschlossen, dass Inhomogenitäten im Mischungsfeld die Stabilität der Flammen signifikant erhöhen. Das Fortschreiten von Tripel-Flammen (s. Abschnitt 2.1.4) stellte sich als wichtiges Element der Flammenstabilisierung heraus. Diese Erkenntnis wurde später auch von Ergebnissen aus LES-



**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellungen: (a) *Concentric Flow Conical Nozzle-Brenner* [10], (b) *Concentric Flow Slot Burner* [11].

Analysen gestützt [10, 14]. Da es nicht möglich war, Flammen mit global magerem Mischungsverhältnis auf dem CFCN-Brenner zu stabilisieren, wurde von Mansour et al. [11] eine weitere, rechteckige Version des Brenners entwickelt. Diese Variante ist schematisch in Abbildung 1.1b dargestellt. Sie basiert auf dem Wolfhard-Parker-Brenner [18–20].

Auch wenn durch das Ersetzen des Stabilisierungskonus durch eine Variante aus Glas die optische Zugänglichkeit des Brenneraustritts verbessert werden konnte, verbleibt der Hauptnachteil der CFCN-Konstruktion: Die Inhomogenität der ausströmenden Mischung wird innerhalb des Brenners erzeugt, in einem messtechnisch nicht zugänglichen Bereich.

## Der *Inhomogeneous-Inlets*-Brenner

Der von Meares und Masri [21] vorgestellte *Inhomogeneous-Inlets*-Brenner ist ähnlich aufgebaut wie der CFCN-Brenner. Auch hier handelt es sich um eine Anordnung von zwei konzentrischen Austrittsöffnungen, von denen die innere zur Variation der Mischungs-Inhomogenität innerhalb des Brenners zurückgesetzt werden kann. Die Brennerkonfiguration ist eine Weiterentwicklung des pilotierten Sydney-Brenners [22–24] und nutzt zur Flammenstabilisierung eine konzentrisch um die Brenneraustritte angeordnete Pilotflamme. Abbildung 1.2 zeigt schematische Ansichten der Brennerkonstruktion.

Der *Inhomogeneous-Inlets*-Brenner wurde zur Untersuchung regimeübergreifender Flammen unterschiedlicher Austrittsgeschwindigkeiten, Mischungszusammensetzungen, Brennstoffe und geometrischer Variationen genutzt. Der Schwerpunkt der meist lasermetrischen experimentellen Arbeiten lag dabei auf der Flammenstabilität und der Flammenstruktur [21] [25–28]. Eine der wesentlichen Erkenntnisse war der Übergang von Verbrennungsvorgängen überwiegend vorgemischter Art in der Nähe des Brenneraustritts zu eher nicht-vorgemischten Flammenbedingungen in größerer Distanz vom Brenner bei Konfigurationen mit stärker ausgeprägter Inhomogenität des Mischungsfeldes. Auch die *Inhomogeneous-Inlets*-Flammen zeigen mit zunehmender Inhomogenität gesteigerte Stabilität, was auf die hohe Wärmefreisetzung durch nahezu stöchiometrische Verbrennung kombiniert mit niedrigen skalaren Dissipationsraten in der Nähe des Brenneraustritts zurückgeführt wurde.

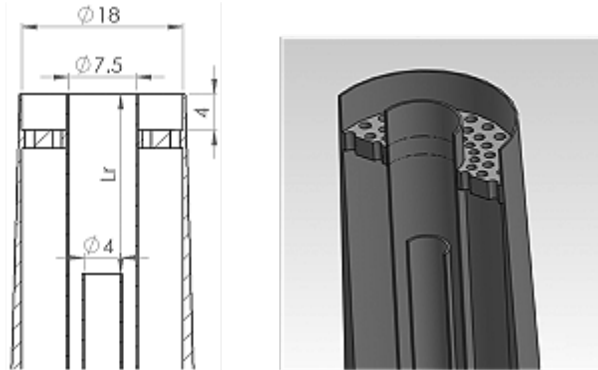


Abbildung 1.2: Schematische Darstellungen des *Inhomogeneous Inlets*-Brenners [21].

Mischungsinhomogenitäten am Austritt des *Inhomogeneous-Inlets*-Brenners werden ebenfalls im messtechnisch unzugänglichen Bereich erzeugt. Die Unsicherheiten bezüglich der Austrittsrandbedingungen sind damit vergleichbar mit den zuvor erwähnten am Austritt des CFCN-Brenners. Um einen Vergleich mit numerischen Simulationen zu ermöglichen, müssen diese daher die turbulenten Mischungsvorgänge innerhalb des Brenners abbilden können, was zu erhöhten Unsicherheiten und erhöhtem Rechenaufwand führt [26]. Bereits durchgeführte numerische Studien an den *Inhomogeneous-Inlets*-Flammen unterstreichen die Bedeutung der korrekten Abbildung der Mischungsrandbedingungen [29, 30]. Zudem ergibt sich aus der Stabilisierung durch eine Pilotflamme eine weitere Steigerung der Komplexität der Flammenkonfigurationen.

### 1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die vorhandene Datenbasis und das Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse auf dem Feld der turbulenten regimeübergreifenden Verbrennung zu erweitern. Da die gewonnenen Erkenntnisse auch zur Validierung numerischer Modelle verwendbar sein sollen, wird besonderes Gewicht auf die Wahrung gut charakterisierbarer thermischer und fluiddynamischer Randbedingungen der zu untersuchenden Flammen gelegt. Daher wurde als Versuchsobjekt im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neuer Brenner entwickelt, der die Nachteile der im vorigen Abschnitt vorgestellten Versuchsbrenner überwindet. Die detaillierte Darstellung und Diskussion der Ergebnisse umfangreicher lasermesstechnischer Untersuchungen des Strömungs- und Skalarfeldes einer Serie auf diesem neuartigen Brenner stabilisierter turbulenter regimeübergreifender Flammenkonfigurationen bilden den Schwerpunkt dieser Ausarbeitung.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

**Kapitel 2** fasst die wichtigsten theoretischen Grundlagen zu turbulenten Verbrennungsprozessen und den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messtechniken zusammen.

**Kapitel 3** beschäftigt sich mit den experimentellen Aufbauten und der Auswertung der experimentellen Daten. Schwerpunkte bilden hierbei die Entwicklung und Konstruktion des neuartigen Multi-Regime-Brenners, der experimentelle Aufbau der Raman-/Rayleigh-

Experimente am RSM sowie die Kalibration und Auswertung der aus den Raman-/Rayleigh-Experimenten gewonnenen Messdaten.

**Kapitel 4** dient der Darstellung und Diskussion der Ergebnisse der durchgeführten Skalar- und Geschwindigkeitsfeldmessungen.

**Kapitel 5** bietet eine Zusammenfassung der Inhalte und wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit und einen Ausblick auf weitere Fragestellungen, die sich aus den durchgeführten Untersuchungen ergeben.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel bietet eine Darstellung der wichtigsten Grundlagen zu turbulenten Verbrennungsvorgängen und den im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten lasermesstechnischen Verfahren.

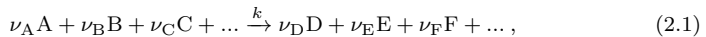
### 2.1 Verbrennung

In diesem Unterkapitel werden die notwendigen Grundlagen zur Theorie turbulenter regimeübergreifender Verbrennung zusammengefasst. Vor der Darstellung ihrer Interaktion werden die Grundlagen der Verbrennung und der Fluidodynamik behandelt.

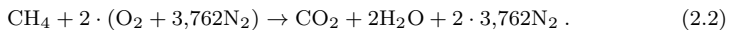
Beschrieben werden zunächst die grundlegenden Zusammenhänge von Verbrennungsreaktionen, um im Anschluss auf einzelne Flammentypen einzugehen. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt auf regimeübergreifenden bzw. partiell vorgemischten Flammen, da diese Prozesse der Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind. Die allgemeinen Grundlagen sind jedoch sehr kompakt dargestellt, für ein tiefergehendes Studium seien die Werke von Peters [31] und Warnatz et al. [32] empfohlen.

#### 2.1.1 Verbrennungsreaktionen und Reaktionskinetik

Verbrennung ist die exotherme chemische Umsetzung von Brennstoffen als Edukten zu Abgasen als Produkten unter Freisetzung von erwünschter Reaktionswärme. Allgemein kann eine Reaktion der beteiligten Spezies A, B etc. beschrieben werden durch



wobei die jeweils zu den Spezies gehörigen stöchiometrischen Koeffizienten mit  $\nu$  bezeichnet werden und  $k$  für die Geschwindigkeitskonstante der Reaktion steht. Die in dieser Arbeit untersuchten Flammen werden mit Methan-Luft-Gemischen betrieben. Die globale Reaktionsgleichung für die vollständige Verbrennung von Methan mit Luft lautet:



Der Koeffizient für Stickstoff  $\nu_{\text{N}_2} = 2 \cdot 3,762$  ergibt sich aus der vereinfachenden Annahme, dass Luft zu 79 % aus Stickstoff und zu 21 % aus Sauerstoff besteht.

Gleichung 2.2 stellt jedoch nur die Brutto-Reaktion der Verbrennung von Methan dar. In der Realität läuft diese jedoch über eine Vielzahl von Elementarreaktionen ab. Der häufig verwendete Reaktionsmechanismus für die Methanverbrennung GRI-Mech 3.0 [33] besteht z.B. aus 325 Reaktionen, an denen 53 Spezies beteiligt sind.

Die Reaktionsrate, also die Rate, mit der beispielsweise Spezies A aus der in Gleichung 2.1 eingeführten Reaktion umgesetzt wird, wird beschrieben durch

$$\frac{d[A]}{dt} = -k [A]^a [B]^b [C]^c \dots \quad (2.3)$$

Hierbei symbolisieren die eckigen Klammern die Konzentrationen und die Kleinbuchstaben in den Exponenten die Reaktionsordnungen der jeweiligen Spezies. Die Geschwindigkeitskonstante  $k$  ist temperaturabhängig und wird häufig durch den modifizierten Arrhenius-Ansatz ausgedrückt [34]:

$$k(T) = BT^m \exp \left[ \frac{-E_a}{RT} \right]. \quad (2.4)$$

Die Gleichung beinhaltet den Präexponentialfaktor  $BT^m$ , der im Vergleich zum Exponentialterm nur schwach temperaturabhängig ist. Im Exponentialterm stehen die Aktivierungsenergie  $E_a$  und im Nenner das Produkt der allgemeinen Gaskonstante  $R$  und der Temperatur  $T$ . Die Aktivierungsenergie hängt mit den Bindungsenergien der Moleküle zusammen und stellt eine Energiebarriere dar, die für die chemische Reaktion überwunden werden muss. Bei hohen Temperaturen wird diese Energiebarriere mit höherer Wahrscheinlichkeit überwunden, der Exponentialterm erreicht Werte nahe 1 und die Geschwindigkeitskonstante wird durch den Präexponentialfaktor dominiert.

## 2.1.2 Vormischflammen

Eine übliche Klassifizierung von Flammentypen beruht auf der Unterscheidung des vor der Verbrennung vorliegenden Grades der Durchmischung von Brennstoff und Oxidator. In diesem Unterabschnitt wird der Grenzfall der reinen Vormischflammen behandelt. Hier liegen Brennstoff und Oxidator vor der Verbrennung auf molekularer Ebene vollständig gemischt vor. Typische Anwendungsbeispiele für laminare Vormischflammen sind Bunsenbrenner und Brenner von Gasherdn. Turbulente Vormischflammen finden sich beispielsweise in Brennkammern von Industriegasturbinen und in Ottomotoren. Vormischflammen sind in der Regel schadstoffärmer und brennen intensiver als nicht-vorgemischte Flammen.

### Das Äquivalenzverhältnis $\phi$

Eine wichtige Kenngröße im Zusammenhang mit vorgemischter Verbrennung ist das Äquivalenzverhältnis  $\phi$ . Es setzt das vorliegende Verhältnis von Brennstoff zu Oxidator in Relation zu dem Verhältnis, das bei stöchiometrischen Bedingungen vorliegen würde:

$$\phi = \frac{Y_F/Y_O}{(Y_F/Y_O)_{st}} = \frac{X_F/X_O}{(X_F/X_O)_{st}}. \quad (2.5)$$

Hierbei stehen  $Y_F$  und  $Y_O$  für die Massenbrüche von Brennstoff und Oxidator,  $X_F$  und  $X_O$  für die entsprechenden Molenbrüche und das Subskript  $st$  für stöchiometrische Bedingungen. Bei stöchiometrischer Verbrennung ( $\phi = 1$ ) können Brennstoff und Oxidator vollständig in Produkte umgesetzt werden. Liegt ein Überschuss von Oxidator vor ( $\phi < 1$ ), spricht man von magerer Verbrennung. Beinhaltet das Gemisch einen größeren Anteil an Brennstoff als für die Reaktion benötigt, gilt  $\phi > 1$ . Das Gemisch bzw. die Verbrennung wird dann als brennstoffreich bezeichnet.

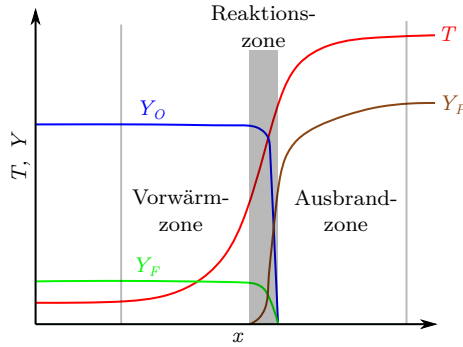
Die Berechnung des Äquivalenzverhältnisses aus den Ergebnissen von Raman-/Rayleigh-Messungen erfolgt nach Gleichung 2.6 über das Verhältnis der Stoffmengenanteile der

kohlenstoff- und wasserstoffhaltigen Spezies zu den Anteilen der sauerstoffhaltigen Spezies [35]:

$$\phi = \frac{2X_C + 0,5X_H}{X_O} = \frac{X_{CO_2} + 2X_{CH_4} + X_{CO} + 0,5X_{H_2O} + 0,5X_{H_2}}{X_{CO_2} + X_{O_2} + 0,5X_{CO} + 0,5X_{H_2O}}. \quad (2.6)$$

### Struktur einer eindimensionalen Vormischflamme

In Abbildung 2.1 ist die räumliche Struktur einer eindimensionalen Vormischflamme anhand der Verläufe der Massenbrüche des Oxidators  $Y_O$ , des Brennstoffs  $Y_F$  und der Produkte  $Y_P$  sowie des Temperaturverlaufs  $T$  schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.1:** Räumliche Struktur einer eindimensionalen Vormischflamme anhand der Verläufe der Massenbrüche des Oxidators  $Y_O$ , des Brennstoffs  $Y_F$  und der Produkte  $Y_P$  sowie des Temperaturverlaufs  $T$  (schematisch) nach [36].

In der Vorwärmzone werden Brennstoff und Oxidator durch den Transport von Wärme aus der Reaktionszone und der Ausbrandzone vorgewärmt. Die Temperaturen in der Vorwärmzone sind zu niedrig, um die benötigten Aktivierungsenergien zu überwinden, daher finden hier nur wenige chemische Reaktionen statt. Die Reaktionszone ist ein typischerweise räumlich sehr dünner Bereich, in dem der Hauptteil der Reaktionen stattfindet. Die hohe Temperatur in der Reaktionszone ermöglicht die Überwindung der Aktivierungsenergien der wichtigsten Reaktionen. Die Reaktionsgeschwindigkeiten sind wegen der hohen Temperatur und dem Vorliegen von reaktiven Radikalen hoch, werden jedoch auch durch den Transport der vorgewärmten Reaktanden bestimmt. Die größte Wärmefreisetzung findet in der Ausbrandzone (im Englischen auch *equilibration zone*) statt. Bei sehr hohen Temperaturen wird das chemische Gleichgewicht erreicht. Aufgrund der Art der stattfindenden Reaktionen ist die Chemie trotz der hohen Temperaturen in der Ausbrandzone eher langsam.

**Laminare Brenngeschwindigkeit:** Vormischflammen haben die Eigenschaft, sich in Richtung unverbrannten Gemischs auszubreiten (*flame propagation*). Die Ausbreitungsrichtung ist dabei senkrecht zur Flammenoberfläche ausgerichtet und ergibt sich auf natürliche Weise aus der einseitigen Verfügbarkeit von Reaktanden. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $s_L$ , mit der die Flamme in die unverbrannte Mischung propagiert (laminare Brenngeschwindigkeit), hängt bei einer ungestreckten, adiabaten Flamme nur vom Druck  $p$ , der Temperatur der Reaktanden  $T_R$  und der Gemischzusammensetzung  $\phi$  ab:

$$s_L = s_L(p, T_R, \phi). \quad (2.7)$$



Die Temperaturabhängigkeit der laminaren Brenngeschwindigkeit ist dabei wegen der Arrhenius-Abhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeiten stark, die Druckabhängigkeit eher gering. Experimentelle und numerische Verfahren können zur Ermittlung der laminaren Brenngeschwindigkeit eingesetzt werden.

**Laminare Flammendicke:** Mittels einer Dimensionsanalyse auf Basis der thermischen Eigenschaften des Gemisches in Kombination mit der laminaren Brenngeschwindigkeit kann die Dicke einer laminaren Flamme  $\delta_L$  ermittelt werden:

$$\delta_L = \left( \frac{\lambda}{\rho c_p} \right) \frac{1}{s_L} . \quad (2.8)$$

Die thermischen Eigenschaften des Gemisches gehen hier in Form der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und des Produktes der Dichte  $\rho$  mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$  ein.

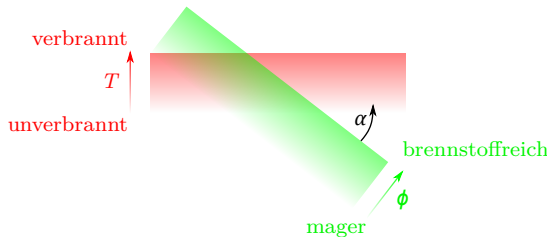
Eine alternative, meist auf experimentell gewonnene Daten angewendete, Möglichkeit zur Definition der Flammendicke ergibt sich aus den experimentell leichter zugänglichen Größen der Temperatur des unverbrannten Gemisches  $T_R$ , der Temperatur der Produkte  $T_P$  und dem maximalen Betrag des Temperaturgradienten in der Flammenzone  $|\nabla T|_{\max}$ :

$$\delta_L = \frac{T_P - T_R}{|\nabla T|_{\max}} . \quad (2.9)$$

### Stratifizierte Vormischflammen

Einen Sonderfall der vorgemischten Verbrennung stellen stratifizierte Flammen dar. Stratifizierte Flammen propagieren durch Gradienten in  $\phi$ , wobei typischerweise von Mischungen innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen ausgegangen wird. Anhand der Ausrichtung der Ausbreitungsrichtung der Flamme zur Richtung des Gradienten im  $\phi$ -Feld können zwei Grenzfälle der stratifizierten Verbrennung definiert werden. Als Kriterium wird üblicherweise der Winkel  $\alpha$  zwischen dem Gradienten einer Reaktionsfortschrittsvariable  $\nabla c$  und dem Gradienten des Äquivalenzverhältnisses  $\nabla \phi$  herangezogen. Als Fortschrittsvariable kann z.B. vereinfachend die Temperatur  $T$  verwendet werden. In Abbildung 2.2 ist die räumliche Ausrichtung einer stratifizierten Flamme schematisch dargestellt.

In global mageren stratifizierten Flammen lassen sich die beiden Grenzfälle gut beschreiben: Brennt die Flamme von brennstoffreicheren in Richtung magerer Gemische ( $\alpha = \pi$ ),



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Winkels zwischen Äquivalenzverhältnis und Fortschrittsvariable (hier  $T$ ), nach [37].

wird die Verbrennung vor der propagierenden Flammenfront durch die hohe Verbrennungstemperatur und größere Anzahl der Radikale aus der brennstoffreicheren Zone unterstützt. Daher werden diese Flammen auch als *back supported* bezeichnet. Im Fall der Verbrennung in Richtung brennstoffreicherer Gemische ( $\alpha = 0$ , *front support*) fehlt diese Unterstützung. Derartige Prozesse spielen daher eine eher untergeordnete Rolle.

Liegen im stratifizierten Mischungsfeld auch brennstoffreiche ( $\phi > 1$ ) Bereiche vor, kann der Winkel  $\alpha$  nicht mehr als eindeutiges Kriterium zur Unterscheidung in *back support* und *front support* verwendet werden. Propagiert eine Flamme aus der brennstoffreichen Zone in Bereiche stöchiometrischer Mischungen, wird das Fortschreiten der Reaktion hauptsächlich durch die Diffusion von reaktiven Spezies wie CO und H<sub>2</sub> gefördert. In diesem Fall gilt  $\alpha = \pi$  und es liegt *back support* aus der brennstoffreichen Zone vor. Brennt die Flamme jedoch von stöchiometrischen zu brennstoffreichen Mischungen ( $\alpha = 0$ ), kann die Unterstützung der Verbrennung allerdings auch (in Form von Wärme aus der stöchiometrischen Verbrennung) aus dem Bereich hinter der Flamme kommen. Auch diese Situation wäre als *back support* zu klassifizieren [7].

### 2.1.3 Nicht-vorgemischte Verbrennung

Den zweiten klassischen Grenzfall der Verbrennungsregimes bildet die nicht-vorgemischte Verbrennung. In diesem Fall liegen Brennstoff und Oxidator in der Verbrennungszone ungemischt vor und müssen daher ausreichend schnell in die Reaktionszone transportiert werden, um die Reaktion aufrechtzuerhalten. Da der Reaktionsfortschritt durch die Rate der Mischungsvorgänge begrenzt ist, sind nicht-vorgemischte Verbrennungsvorgänge im Vergleich mit vorgemischten weniger effizient. Unter sicherheitstechnischen Aspekten sind nicht-vorgemischte Verbrennungsprozesse jedoch vorteilhaft, da Brennstoff und Oxidator nicht in brennbaren Gemischen vorgehalten werden müssen. Zudem entfällt der apparative Aufwand der Vormischung. Daher finden sich auch nicht-vorgemischte Prozesse häufig in technischen Anwendungen wie z.B. Flugtriebwerken, Öfen und teilweise in der dieselmotorischen Verbrennung.

#### Der Mischungsbruch $Z$

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Mischungsverhältnisse in nicht-vorgemischten Flammen ist der Mischungsbruch  $Z$ . Im Rahmen dieser Arbeit wird die von Bilger [38] eingeführte Formulierung verwendet:

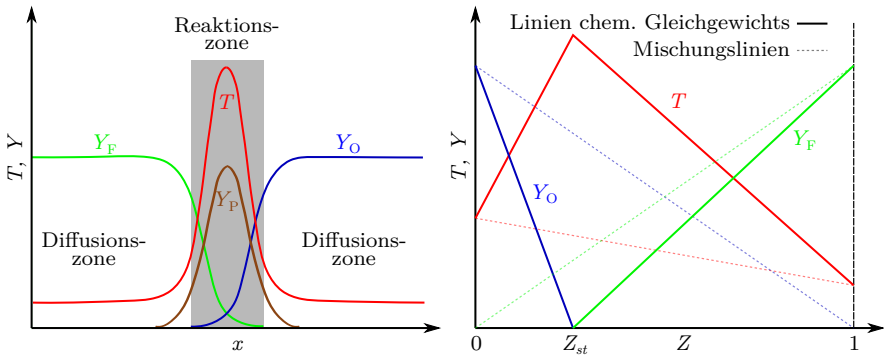
$$Z = \frac{\frac{2(Y_C - Y_{C,O})}{W_C} + \frac{Y_H - Y_{H,O}}{2W_H} - \frac{Y_O - Y_{O,O}}{W_O}}{\frac{2(Y_{C,F} - Y_{C,O})}{W_C} + \frac{Y_{H,F} - Y_{H,O}}{2W_H} - \frac{Y_{O,F} - Y_{O,O}}{W_O}}. \quad (2.10)$$

Hierbei stehen  $Y$  und  $W$  mit den Subskripten C, H und O jeweils für den Massenbruch der Elemente Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff und die zugehörigen Atommassen. Das zweite Subskript signalisiert die Bedingungen im Brennstoff F und im Oxidator O. Der Mischungsbruch nimmt Werte von 0 im reinen Oxidator und 1 im reinen Brennstoff an. Zur Umrechnung zwischen dem in Gleichung 2.5 eingeführten Äquivalenzverhältnis  $\phi$  und dem Mischungsbruch  $Z$  kann näherungsweise folgende Beziehung verwendet werden:

$$\phi \approx \frac{Z}{1 - Z} \frac{1 - Z_{st}}{Z_{st}}. \quad (2.11)$$

### Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme

Die Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme im Ortsraum ist schematisch in Abbildung 2.3 links dargestellt. Brennstoff und Oxidator diffundieren in Diffusionszonen von entgegengesetzten Seiten zur Reaktionszone, in der die Verbrennung stattfindet. Wegen der Begrenzung des Fortschreitens der Reaktion durch diese Diffusionsprozesse werden nicht-vorgemischte Flammen auch als Diffusionsflammen bezeichnet. In der Reaktionszone finden sich die höchsten Temperaturen und Produktkonzentrationen. Es ist anzumerken, dass Brennstoff und Oxidator jeweils nicht rein vorliegen müssen. Die Mischungen befinden sich jedoch in einer nicht-vorgemischten Flamme sowohl auf der brennstoffreichen als auch auf der mageren Seite außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen.



**Abbildung 2.3:** Links: Räumliche Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme (schematisch). Rechts: Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme im  $Z$ -Raum unter Annahme unendlich schneller und irreversibler Reaktionen (Burke-Schumann-Lösung [39]), nach [40].

Die rechte Seite der Abbildung zeigt die Struktur einer nicht-vorgemischten Flamme anhand der Linien chemischen Gleichgewichts unter der Annahme unendlich schneller und irreversibler Reaktionen im  $Z$ -Raum. Zusätzlich sind Mischungslinien (nicht reaktiv) eingetragen. Die Reaktionszone einer nicht-vorgemischten Flamme liegt in der Nähe des stöchiometrischen Mischungsverhältnisses  $Z_{st}$ , da hier die Brenngeschwindigkeiten bzw. die Reaktionsraten (durch die höhere Flammentemperatur) ihr Maximum erreichen.

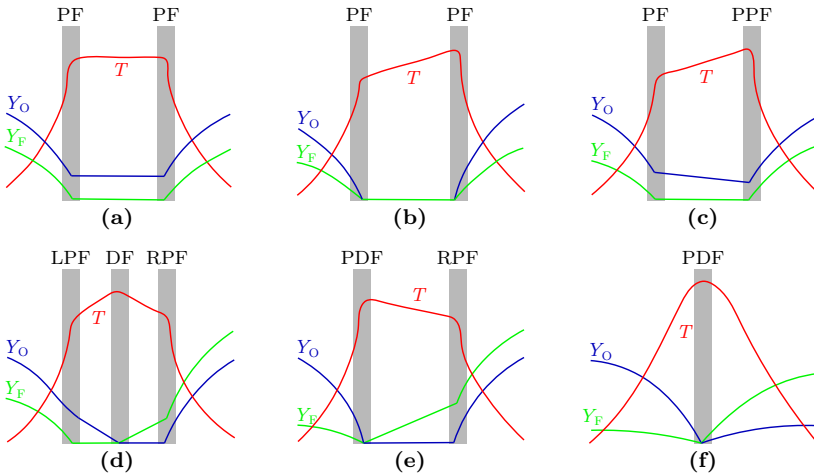
#### 2.1.4 Regimeübergreifende Verbrennung

Regimeübergreifende bzw. partiell vorgemischte Flammen beinhalten Anteile der beiden zuvor beschriebenen Grenzfälle der vorgemischten und der nicht-vorgemischten Verbrennung. Partielle Vormischung wird in der Literatur teilweise unterschiedlich definiert:

Masri [7] definiert als partiell vorgemischt den Fall, dass die vorliegende Mischungsfeld inhomogen ist und weite Bereiche aus brennbaren und nicht brennbaren Mischungen enthält. Durch Mischungsvorgänge können unter solchen Bedingungen diffusionsartige Verbrennungsprozesse sowie propagierende vorgemischte Reaktionszonen entstehen. Masri [7] unterscheidet hiervon Flammen in homogenen Mischungsfeldern außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen. Diese überwiegend diffusionsartigen Flammen bezeichnet er als homogen partiell vorgemischt.

Sohrab et al. [41] unterscheiden hingegen zwischen partiellen Vormischflammen, in denen von beiden Seiten einer Vormischflamme Oxidator zur Reaktionszone diffundiert, und partiellen Diffusionsflammen, die von beiden Seiten diffusiv mit Brennstoff und/oder Oxidator versorgt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden alle Verbrennungsvorgänge, die von einer Interaktion zwischen vorgemischten und nicht-vorgemischten Flammenzonen in unmittelbarer räumlicher Nähe geprägt sind, als regimeübergreifend bezeichnet. Eine Festlegung auf eine der oben genannten Definitionen erfolgt daher nicht. Zur Diskussion der Interaktionsmöglichkeiten zwischen Flammenzonen eignen sich die Betrachtungen zu laminaren partiell vorgemischten Gegenstromflammen von Sohrab et al. [41] jedoch sehr gut. Abbildung 2.4 zeigt schematische Darstellungen sechs verschiedener Konstellationen der Interaktion von Vormisch- und Diffusionsflammen:



**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellungen sechs verschiedener Konstellationen der Interaktion von Vormisch- und Diffusionsflammen im Ortsraum nach [41].

**a:** In beiden Strömen liegen identische Mischungsverhältnisse vor. Es bilden sich zwei vorgemischte Flammenzonen (PF). Aufgrund der Symmetrie findet kein nennenswerter Transport von Wärme und Reaktanden zwischen den Flammenzonen statt.

**b:** Beide Ströme sind stöchiometrisch, aber unterschiedlich stark mit Inertgas vermischt. Die Interaktion der Flammenzonen ist rein thermischer Art, da die Reaktanden komplett verbraucht werden. Die schwächere Flamme profitiert vom Wärmetransport aus der stärkeren Flammenzone, die hierdurch wiederum eine Schwächung erfährt.

**c:** Beide Ströme sind mager. Daher findet ein Transport des überschüssigen Oxidators von der mageren Seite zur brennstoffreicheren Flammenzone statt, die hierdurch teilweise Charakteristiken einer Diffusionsflamme annimmt (PPF, partielle Vormischflamme).

**d:** Die Mischung auf der linken Seite ist mager, auf der rechten Seite brennstoffreich. Unverbrannter Oxidator von der mageren Vormischflamme (LPF) reagiert mit unverbranntem Brennstoff von der brennstoffreichen Vormischflamme (RPF). Es entsteht eine

Diffusionsflamme (DF) zwischen den beiden Zonen. Diese Konfiguration wird auch als Tripel-Flamme (z.B. [42]) bezeichnet.

**e:** Die Mischung auf der linken Seite ist zu mager, um eine Vormischflamme aufrechtzuerhalten. Die Mischung brennt mit den überschüssigen Reaktanden aus der brennstoffreichen Vormischflamme in einer Diffusionsflamme (PDF, partielle Diffusionsflamme).

**f:** Auch die rechte Seite kann keine Vormischflamme ausbilden, da das Gemisch zu brennstoffreich ist. Es bildet sich eine Diffusionsflamme (PDF, partielle Diffusionsflamme). Strömen auf beiden Seiten jeweils reiner Oxidator bzw. reiner Brennstoff aus, bildet sich eine reine Diffusionsflamme.

Abbildung 2.5 zeigt die Struktur einer Tripel-Flamme, wie sie in Abbildung 2.4d zu sehen ist, im Mischungsraum [42]. Die Mischungsordinate bildet hier ein modifizierter

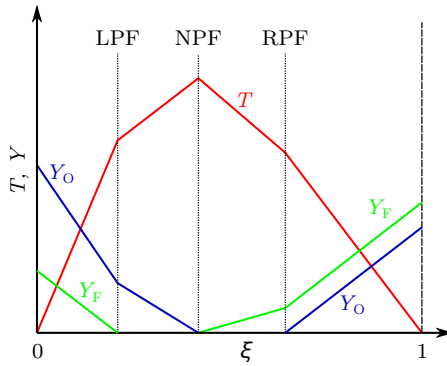


Abbildung 2.5: Struktur einer Tripel-Flamme im Z-Raum, nach [42].

Mischungsbruch  $\xi$ , der einen Wert von 0 auf der mageren Seite und von 1 auf der brennstoffreichen Seite der Tripel-Flamme annimmt:

$$\xi = \frac{Y_F - Y_{F,m}}{Y_{F,br} - Y_{F,m}} = \frac{Y_O - Y_{O,m}}{Y_{O,br} - Y_{O,m}}. \quad (2.12)$$

## 2.1.5 Identifikation von Verbrennungsregimes

Dieser Abschnitt behandelt die Möglichkeiten, verschiedene Verbrennungsregimes in Flammen zu identifizieren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden eine gradientbasierte Methode und eine kürzlich entwickelte gradientenfreie Methode auf die Messungen an den MRB-Konfigurationen angewendet.

### Der Regime-Index

Der gradientenbasierte Regime-Index  $\beta$  wurde von der Gruppe um Takeno [43–45] zur Identifikation von vorgemischter und nicht-vorgemischter Verbrennung in abgehobenen turbulenten Flammen und von lokalem Verlöschen geprägten Flammen entwickelt. Da in einer vorgemischten Flamme die Gradienten von Brennstoff  $\nabla Y_F$  und Oxidator  $\nabla Y_O$

gleich, in einer nicht-vorgemischten Flamme jedoch gegensätzlich ausgerichtet sind, nimmt der Regime-Index in seiner normalisierten Form

$$\beta = \frac{\nabla Y_F \cdot \nabla Y_O}{|\nabla Y_F \cdot \nabla Y_O|} \quad (2.13)$$

in vorgemischten Zonen den Wert  $\beta = 1$ , in nicht-vorgemischten Zonen den Wert  $\beta = -1$  an. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Regime-Index  $\beta_{\text{CH}_4}$  verwendet:

$$\beta_{\text{CH}_4} = \frac{\nabla Y_{\text{CH}_4} \cdot \nabla Y_O}{|\nabla Y_{\text{CH}_4} \cdot \nabla Y_O|} . \quad (2.14)$$

Der Regime-Index wurde später einigen Modifikationen unterzogen, u.a. einer Erweiterung unter Einbeziehung des lokal vorliegenden Mischungsbruchs [46]. Eine weitere Formulierung des Regime-Index auf Basis des Gradienten des CO-Massenbruchs  $\nabla Y_{\text{CO}}$  in Zonen, innerhalb derer  $\text{CH}_4$  als Brennstoff bereits weitgehend verbraucht bzw. dissoziiert ist, wurde von Som und Aggarwal [47] vorgeschlagen:

$$\beta_{\text{CO}} = \frac{\nabla Y_{\text{CO}} \cdot \nabla Y_O}{|\nabla Y_{\text{CO}} \cdot \nabla Y_O|} . \quad (2.15)$$

Die Anwendbarkeit dieser Formulierung des Regime-Index  $\beta_{\text{CO}}$  auf die MRB-Flammen wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert.

Zu beachten ist, dass die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Skalarmessungen nur eindimensionale Informationen hervorbringen. Die in späteren Abschnitten diskutierten Gradienten stellen daher nur eine Projektion des real vorliegenden dreidimensionalen Gradienten auf die Linie des Messvolumens dar. Da der Regime-Index allerdings nur für den Vergleich bzw. zum Erkennen von Tendenzen zwischen den verschiedenen Flammenkonfigurationen eingesetzt wird, kann die Anwendung dennoch gerechtfertigt werden.

### *Gradient Free Regime Identification (GFRI)*

Die kürzlich entwickelte Regime-Identifikationsmethode GFRI [48–50] lässt sich hingegen ohne diese Einschränkung auf die experimentellen Daten anwenden, da sie ohne Gradienteninformationen auskommt. Ausgangspunkt der Methode ist die lokale Mischungs-zusammensetzung aus den experimentell zugänglichen Hauptspezies, im Fall der MRB-Konfigurationen  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{N}_2$ , sowie der gemessenen Temperatur. Aus diesen Größen wird mittels einer homogenen Reaktorrechnung bei konstantem Druck und konstanter Temperatur der vollständige thermochemische Zustand entlang der Linie des Messvolumens rekonstruiert.

Die Identifikation des Verbrennungsregimes basiert neben dem Mischungsbruch  $Z$  (Gleichung 2.10) auf zwei weiteren Indikatoren, die aus dem rekonstruierten thermochemischen Zustand gewonnen werden: der Rate der Wärmefreisetzung HRR und dem *Chemical Mode* (CM). Der CM-Wert wird aus einer *Chemical Explosive Mode Analysis* (CEMA) gewonnen und dient der Identifikation von vorgemischten Reaktionszonen. Die CEMA wurde ursprünglich zur Analyse von DNS-Simulationsergebnissen entwickelt [51, 52]. Aus den Bilanzgleichungen des reaktiven Systems wird der Eigenwert der chemischen Jakobi-Matrix  $\mathbf{J}_{\dot{\omega}}$  mit dem größten Realteil  $\lambda_e$  ermittelt. Der Wert von CM ergibt sich dann zu:

$$\text{CM} = \text{sgn}(\Re(\lambda_e)) \times \log_{10}(1 + |\Re(\lambda_e)|) . \quad (2.16)$$

Hierbei symbolisieren  $\Re$  den Realteil einer komplexen Zahl und  $\text{sgn}$  die Vorzeichenfunktion. Wenn  $\Re(\lambda_e) > 0$ , ist der Modus explosiv, andernfalls nicht explosiv. Ein Vorzeichenwechsel von CM dient als Indikator für eine Vormischflamme [51, 52] und der Betrag der Änderung von CM am Nulldurchgang  $\Delta\text{CM}$  als Maß für die Stärke der Vormischflamme. Die Position des Vorzeichenwechsels und der Wert von  $\Delta\text{CM}$  aus dem rekonstruierten thermochemischen Zustand haben eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen einer laminaren Flammenrechnung gezeigt [48].

Die relative Gewichtung der Beiträge vorgemischter und nicht-vorgemischter Flammenzonen innerhalb einer definierten räumlichen Distanz (*Region Of Interest* (ROI)) wird durch den Flammenstruktur-Index  $\eta$  ausgedrückt:

$$\eta = \frac{\text{HRR}_P - \text{HRR}_{NP}}{\text{HRR}_{\max}}. \quad (2.17)$$

Hierbei stehen  $\text{HRR}_P$  für die Wärmefreisetzung in der Vormischflamme,  $\text{HRR}_{NP}$  für die Wärmefreisetzung in der nicht-vorgemischten Flamme und  $\text{HRR}_{\max}$  für das Maximum der Wärmefreisetzung innerhalb der ROI.

Die Kriterien zur Zuordnung von Verbrennungsereignissen zu den verschiedenen Regimes auf Basis der GFRI werden im späteren Abschnitt 4.3.2 definiert. Eine Diskussion der Kriterien findet sich in [8].

## 2.2 Fluidmechanik und Turbulenz-Chemie-Interaktion

Dieser Abschnitt fasst die wichtigsten Grundlagen und Zusammenhänge zum Verständnis turbulenter reagierender Strömungen zusammen. Die Darstellungen orientieren sich weitgehend an Grundlagenwerken [31, 36, 40], auf die auch für eine umfassendere Behandlung der Thematik verwiesen wird.

### 2.2.1 Grundgleichungen

Gegenstand dieses Unterabschnitts sind die Bilanzgleichungen zur Beschreibung turbulenter reagierender Strömungen. Alle Gleichungen sind aus [36] entnommen.

Da Verbrennungsreaktionen Masse weder erzeugen noch vernichten, gilt wie in nicht-reaktiven Strömungen die Massenerhaltung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0. \quad (2.18)$$

Hierbei stehen  $\rho$  für die Dichte,  $u_i$  und  $x_i$  je für Strömungsgeschwindigkeit und die räumliche Koordinate in Richtung  $i$ .

Die Erhaltungsgleichung für die Massenbrüche der einzelnen Spezies  $Y_i$  enthält jedoch einen Quellterm  $\omega_i$ , da durch chemische Reaktionen Spezies umgesetzt werden:

$$\frac{\partial (\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_k Y_i)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial x_k} \right) + \omega_i. \quad (2.19)$$

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.19 stellt den Einfluss der Diffusion auf den Transport des Massenbruchs  $Y_i$  der Spezies  $i$  dar. Vereinfachend wird an dieser Stelle ein einziger Diffusionskoeffizient  $D$  für alle Spezies angenommen.

Die Gleichungen der Impulserhaltung (Navier-Stokes-Gleichungen) enthalten keine expliziten Verbrennungsterme und lauten daher wie im nicht-reaktiven Fall:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_k u_i)}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k}. \quad (2.20)$$

Die rechte Seite der Impulserhaltungsgleichungen enthält den Druckterm  $\partial p / \partial x_i$  sowie die Einflüsse der Volumenkräfte  $\rho g_i$  und der Scherspannungen  $\tau_{ik} / \partial x_k$ . Verbrennungsreaktionen wirken hierbei in Form von Dichteänderungen durch einen Temperaturanstieg auf das Strömungsfeld ein. Änderungen in der Temperatur haben auch Auswirkungen auf den Wert der dynamischen Viskosität  $\mu$ , die sich auf die Größe der Scherspannungen auswirkt:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (2.21)$$

unter Verwendung des Kronecker-Deltas  $\delta_{ij}$ .

Die Energieerhaltungsgleichung kann beispielsweise auf Basis der Temperatur  $T$  dargestellt werden:

$$\frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_p u_i T)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \left( \rho \sum_{k=1}^N c_{p,k} Y_k V_{k,i} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} + \dot{Q} + \omega_T. \quad (2.22)$$

In dieser Gleichung stehen  $\lambda$  für die Wärmeleitzahl,  $c_p$  und  $c_{p,k}$  für die spezifischen Wärmekapazitäten der Mischung bzw. der einzelnen Spezies  $k$ . Die Diffusionsgeschwindigkeit der Spezies  $k$  in Richtung  $i$  wird durch  $V_{k,i}$  ausgedrückt. Die Quellterme  $\dot{Q}$  und  $\omega_T$  stehen für die Beiträge äußerer Quellen und Senken bzw. die Wärmefreisetzung durch chemische Reaktionen.

## 2.2.2 Turbulenz

Turbulente Strömungen sind geprägt durch Wirbelbildung und Fluktuationen in allen lokalen Größen innerhalb einer breiten Spanne von turbulenten Skalen. An dieser Stelle werden nur die wichtigsten Größen, die zur Erläuterung des Regimediagramms turbulenter Vormischflammen im nächsten Unterabschnitt benötigt werden, eingeführt. Eine umfassende Behandlung des Phänomens findet sich in dem Standardwerk von Pope [53].

Turbulenz entsteht durch Instabilitäten in laminaren Strömungen, wenn die Reynolds-Zahl, ein Maß für das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften in einer Strömung, kritische Werte übersteigt:

$$Re = \frac{u \cdot l}{\nu} = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}}. \quad (2.23)$$

Hierbei stehen  $u$  und  $l$  jeweils für eine charakteristische Geschwindigkeit und eine charakteristische Länge. Mit der Größe der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen  $u'$ , dem integralen Längenmaß  $l_t$ , der laminaren Brenngeschwindigkeit  $s_L$  und der laminaren Flammendicke  $\delta_L$  lässt sich die charakteristische turbulente Reynolds-Zahl  $Re_t$  einer Flamme ausdrücken:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{s_L \delta_L}. \quad (2.24)$$



Das integrale Längenmaß repräsentiert die großen Skalen der Turbulenz und lässt sich aus dem Integral der räumlichen Autokorrelation der Strömungsgeschwindigkeiten berechnen.

Die Längen- und Zeitmaße der kleinsten Skalen der Turbulenz werden Kolmogorov-Skalen genannt. Die Ermittlung der kleinsten Skalen basiert auf der Annahme, dass die kleinsten Skalen in jeder turbulenten Strömung ähnlich sind (Universalität), und kann durch eine Dimensionsanalyse auf Zusammenhänge zwischen der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluids und der Rate der Dissipation der kinetischen Energie der Turbulenz  $\epsilon$  zurückgeführt werden. Die Kolmogorov-Längen-, Zeit- und Geschwindigkeitsmaße  $\eta$ ,  $t_\eta$  und  $u_\eta$  ergeben sich zu:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} ; t_\eta = \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} ; u_\eta = \frac{\eta}{t_\eta} = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}} . \quad (2.25)$$

Eine wichtige Kennzahl für das Vermögen der kleinsten turbulenten Strukturen, in die Flammenfront einzudringen, ist die Karlovitz-Zahl  $Ka$ . Sie gibt das Verhältnis des Zeitmaßes der laminaren Flamme  $t_L = \delta_L / s_L$  zum Kolmogorov-Zeitmaß an:

$$Ka = \frac{t_L}{t_\eta} = \frac{\delta_L^2}{\eta^2} = \frac{u_\eta^2}{s_L^2} . \quad (2.26)$$

Richtet sich die Betrachtung nicht auf die gesamte Flammendicke  $\delta_L$ , sondern nur auf die dünne innere Schicht  $\delta$  (*inner layer*), lässt sich die Karlovitz-Zahl  $Ka_\delta$  definieren:

$$Ka_\delta = \frac{\delta^2}{\eta^2} . \quad (2.27)$$

## 2.2.3 Turbulenz-Chemie-Interaktion

Selbst laminare Verbrennungsprozesse sind aufgrund einer weite Spanne von chemischen Zeit- und Längenskalen [40] bereits sehr komplex. Die Reaktionen finden teilweise in sehr dünnen Schichten statt, wodurch steile Gradienten in den Spezieskonzentrationen sowie im Temperatur- und Dichtefeld entstehen. In turbulenten Flammen steigt diese Komplexität durch die Einführung turbulenter Längen- und Zeitskalen noch weiter.

Die Auswirkungen der Interaktion zwischen Turbulenz und Verbrennung sind vielfältig: Die Wärmefreisetzung aus der Verbrennung kann einerseits durch thermische Expansion die Strömung beschleunigen und damit den Grad der Turbulenz steigern. Andererseits kann die Erhöhung der Viskosität des Fluids durch erhöhte Temperaturen auch eine dämpfende Wirkung auf die Turbulenz haben. Turbulente Strukturen können mit der Struktur der Flamme interagieren und diese verändern. Erwünscht ist meist eine Steigerung des Brennstoffumsatzes durch den gezielten Einsatz turbulenter Strömungen zur Beschleunigung von Mischungsvorgängen oder zur Vergrößerung der Flammenoberfläche. Im Extremfall kann die Turbulenz aber die Flammenstruktur auch derart stören, dass es zum Verlöschen der Flamme kommt.

### Das Regimediagramm für turbulente Vormischflammen

Das Regime-Diagramm nach Borghi [54] und Peters [31], dargestellt in Abbildung 2.6, illustriert die verschiedenen Regimes, denen eine Vormischflamme unter turbulenten Bedingungen unterworfen sein kann:

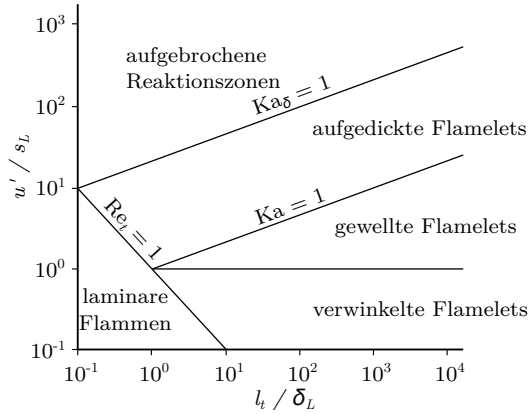


Abbildung 2.6: Regimediagramm für turbulente Vormischflammen nach [31].

**Laminare Flammen:** In diesem Bereich sind die Flammen aufgrund der niedrigen Reynolds-Zahl laminar.

**Verwinkelte Flamelets:**  $u' < s_L$ . Auch die Geschwindigkeit der großen Wirbel ist noch zu klein, um sich gegen die laminare Brenngeschwindigkeit  $s_L$  durchzusetzen.

**Gewellte Flamelets:**  $Re_t > 1$ ,  $Ka < 1$ . Die laminare Flammendicke  $\delta_L$  ist kleiner als die kleinsten turbulenten Strukturen. Die gesamte Flammenstruktur ist in kleine Wirbel eingebettet und wird in ihrer Struktur nicht gestört, sondern nur verformt.

**Aufgedickte Flamelets:**  $Re_t > 1$ ,  $Ka\delta < 1$ ,  $Ka > 1$ . Kleine Wirbel können in die Flammenstruktur eindringen, jedoch nicht in die innere Zone (*inner layer*).

**Aufgebrochene Reaktionszonen:**  $Ka\delta > 1$ . Die Reaktionszonen interagieren mit der Turbulenz und werden aufgebrochen, es kommt teilweise zum Verlöschen.

Für nicht-vorgemischte Flammen lässt sich weder eine charakteristische Geschwindigkeit in Form einer laminaren Brenngeschwindigkeit, noch eine charakteristische Länge in Form einer laminaren Flammendicke definieren. Daher ist eine Einordnung in das Regimediagramm nach Borghi und Peters für nicht-vorgemischte Flammen nicht möglich. Peters [31] schlägt zur Einordnung nicht-vorgemischter Flammen ein Regimediagramm auf Basis einer Diffusions-Längenskala im Orts- und im Mischungsraum vor. Auf dieses Diagramm wird hier jedoch nicht weiter eingegangen.

## 2.3 Grundlagen der verwendeten Messtechniken

Turbulente Verbrennungsprozesse zeichnen sich durch eine komplexe Interaktion von Fluidodynamik und chemischer Reaktionskinetik aus. Eine umfassende experimentelle Untersuchung solcher Prozesse setzt daher die Messung von sowohl Strömungs- als auch Skalarfeldern voraus [55]. Während die Vermessung von Strömungsfeldern das zentrale Thema des Abschnitts 2.3.3 darstellt, befasst sich dieser Abschnitt mit den Grundlagen und der experimentellen Umsetzung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Skalarmessungen. In der Verbrennungsforschung werden für Skalarfeldmessungen vorzugsweise laserdiagnostische Verfahren eingesetzt, da sie den Vorteil einer geringen Wechselwirkung

mit den zu untersuchenden Prozessen bieten. Je nach Verfahren und Umsetzung zeichnen sie sich auch durch eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung innerhalb der Skalen der Turbulenz und chemischer Reaktionen sowie eine hohe Messgenauigkeit aus.

In den folgenden Unterabschnitten werden zunächst die Grundlagen der kombinierten Raman-/Rayleigh-Spektroskopie und der laserinduzierten Fluoreszenz des CO-Moleküls ausgeführt. Darauf folgen die Darstellungen der Grundlagen der Geschwindigkeitsmessung mittels *Particle Image Velocimetry* (PIV) sowie der Flammvisualisierung mittels SO<sub>2</sub>-Planare Laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF).

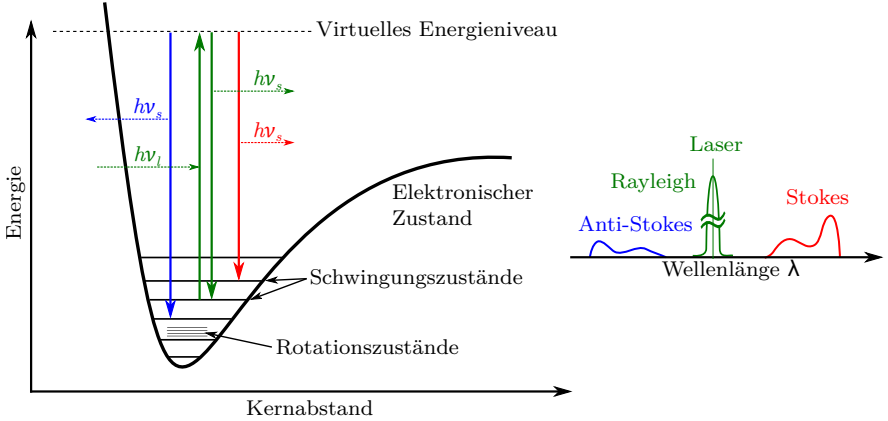
### 2.3.1 Kombinierte Raman-/Rayleigh-Spektroskopie

Die folgenden Ausführungen zu den Grundlagen der verwendeten laserspektroskopischen Verfahren dienen lediglich dem Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Verfahren, wie es zur Interpretation der in den späteren Kapiteln dargestellten Ergebnisse notwendig ist. Struktur und Inhalte orientieren sich dabei an Werken aus der Literatur ([56–58]), die eine weitaus umfassendere Behandlung der Thematik bieten, sowie an vorangegangenen Arbeiten ([59–64]).

Für die in dieser Arbeit dargestellten Spezies- und Temperaturmessungen wird ein fokussierter Laserstrahl durch ein Kontrollvolumen innerhalb der Flamme geleitet. Auch wenn das Kontrollvolumen keine Partikel wie Staub enthält, wird ein Teil der Strahlungsenergie des Lasers an Gasmolekülen gestreut. Der Großteil dieser Streustrahlung hat dabei die gleiche Wellenlänge wie der anregende Laser und wird als Rayleigh-Streuung bezeichnet. Die in ihrer Intensität wesentlich schwächere Raman-Streuung hat hingegen eine gegenüber der Anregung veränderte Wellenlänge. Die anregende Laserstrahlung der Frequenz  $\nu$  kann betrachtet werden als ein Strom von Photonen mit einer Energie von  $h\nu$  ( $h$ : Plancksche Konstante), die auf unterschiedliche Weise mit den Molekülen im Kontrollvolumen wechselwirken können.

Der Kollisionsprozess zwischen Photon und Molekül kann elastisch (Rayleigh-Streuung) oder inelastisch (Raman-Streuung) ablaufen. Im Fall der elastischen Kollision wird das Photon unverändert wieder abgelenkt, d.h. die Frequenz des gestreuten Photons ist gleich der des einfallenden Lichts. Im Falle einer inelastischen Interaktion zwischen einem Photon mit der Energie  $h\nu_i$  und einem Molekül kommt es hingegen zu einem Energieaustausch: Das Molekül wird von seinem initialen Energieniveau  $E_i$  auf ein virtuelles Energieniveau  $E_v$  gehoben, von dem es auf ein finales Energieniveau  $E_f$  fällt, das höher oder niedriger sein kann als das initiale. Das gestreute Photon hat dann eine andere Energie  $h\nu_s$  als das einfallende. Ein Molekül kann jedoch nur bestimmte (nach den Gesetzen der Quantentheorie erlaubte) Mengen an Energie  $\Delta E = E_f - E_i$  aufnehmen, die jeweils eine Änderung im vibratorischen und/oder rotatorischen Zustand des Moleküls darstellen. Hierbei können zwei Fälle unterschieden werden: Wird bei der Kollision Energie vom Photon an das Molekül abgegeben, wird ein Photon mit der Energie  $h\nu_s = h\nu_i - \Delta E$  gestreut, d.h. die gestreute Strahlung ist gegenüber der einfallenden rotverschoben (Stokes-Raman). Ein Photon mit der Energie  $h\nu_s = h\nu_i + \Delta E$  wird blauverschoben gestreut, nachdem es die Energie  $\Delta E$  vom Kollisionspartner erhalten hat (Anti-Stokes-Raman). Dieser Effekt kann nur auftreten, wenn das Molekül sich vor der Kollision in einem angeregten Zustand befunden hat und ist weniger wahrscheinlich. In Abbildung 2.7 sind die beschriebenen Vorgänge schematisch dargestellt.

Die Signalstärke (entsprechend der Zahl der detektierbaren Photonen) der Rayleigh-Streuung ist proportional zum Produkt der eingestrahnten Laserenergie  $E_l$ , dem Rayleigh-



**Abbildung 2.7:** Energieschema (links) und Wellenlänge der Streustrahlung (rechts) der inelastischen und elastischen Streuprozesse (nach [56, 59, 60]).

Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Ray}}$  und der Gesamteilchenzahldichte  $N$  der im Kontrollvolumen vorhandenen Spezies:

$$S_{\text{Ray}} \propto \sigma_{\text{Ray}} \cdot E_l \cdot N. \quad (2.28)$$

Unter Kenntnis der Gaszusammensetzung lässt sich aus der detektierten Signalstärke der Rayleigh-Streuung die Temperatur im Kontrollvolumen ermitteln. Die Temperatur ist invers proportional zur Signalstärke:

$$T_{\text{Ray}} \propto 1/S_{\text{Ray}}. \quad (2.29)$$

Die Signalstärke der Stokes-Raman-Streuung wird bei der kombinierten Raman-/Rayleigh-Linienspektroskopie genutzt, um die Konzentrationen der Hauptspezies bei der Methan-Verbrennung ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{H}_2$ ) zu messen. Die Teilchenzahldichte  $N_j$  der Spezies  $j$  ist proportional zur Signalstärke  $S_{\text{Ram},j}$  aller beteiligten Übergänge:

$$N_i \propto S_{\text{Ram},j}. \quad (2.30)$$

Die Signalstärke der detektierten Streustrahlung  $S_{j,f \leftarrow i}$  eines einzelnen Übergangs vom Zustand  $i$  zum Zustand  $f$  einer Spezies  $j$  ergibt sich wie folgt:

$$S_{j,f \leftarrow i} = \frac{\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} f_{\leftarrow i}(j, T, \nu_l)}{h\nu_{s,f \leftarrow i}} \cdot E_l \Omega \eta(h\nu_{s,f \leftarrow i}) \cdot X_j N(T, p). \quad (2.31)$$

Die rechte Seite von Gleichung 2.31 gliedert sich in drei Terme, die jeweils den eigentlichen Streuprozess und damit die Definition des Spektrums der Spezies, die Charakteristika des experimentellen Aufbaus und schließlich die Teilchendichte der zu detektierenden Spezies

repräsentieren. Im Zähler des ersten Terms steht der differentielle Streuquerschnitt des Übergangs  $f \leftarrow i$ , der von der jeweiligen Spezies  $j$ , der Temperatur  $T$  und der Frequenz des anregenden Lichts  $\nu_l$  abhängt. Im Nenner steht die Energie des gestreuten Lichts  $h\nu_s$ . Im zweiten Term stehen  $E_l$  für die Laserpulsenergie,  $\Omega$  für den Öffnungswinkel der Detektionsoptik,  $l$  für die Länge der Linie, entlang der die Streuung gesammelt wird, und  $\eta$  für die Detektionseffizienz des verwendeten Spektrometersaufbaus. Die Detektionseffizienz ist abhängig von der Wellenlänge des Streulichts und setzt sich aus der Transmission der verwendeten Optiken und der Quanteneffizienz des Detektors zusammen. Aus der Gesamtteilchenzahldichte  $N$ , die im Idealgas nur von der Temperatur und dem Druck abhängt, ergibt sich mit dem Stoffmengenanteil  $X_j$  im dritten Term die Teilchenzahldichte der zu untersuchenden Spezies im Kontrollvolumen.

Für die in dieser Arbeit verwendete hybride Matrix-Inversions-Methode (MI) (Abschnitt 3.3.1 bzw. [61, 65]) werden spektrale Bibliotheken benötigt, die alle relevanten Übergänge der zu messenden Spezies in einem weiten Temperaturbereich umfassen. Diese Bibliotheken könnten zwar experimentell erstellt werden, die hybride MI verwendet jedoch theoretisch berechnete Spektren. Eine ausführliche Darstellung der Spektrensimulation ist in der Arbeit von Geyer [64] zu finden, aus der die für diese Arbeit verwendeten simulierten Spektren hervorgegangen sind. Der differentielle Streuquerschnitt im ersten Term von Gleichung 2.31 ergibt sich zu

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}_{f \leftarrow i}(j, T, \nu_l) = \frac{(2\pi)^4}{45} f_i(T) \nu_{s, f \leftarrow i}^4 \Phi_{f \leftarrow i}(\bar{\alpha}), \quad (2.32)$$

wobei  $f_i(T)$  für die temperaturabhängige relative Besetzungsdichte des initialen Zustands  $i$  (mit der zugehörigen Energie  $E_i$ ) steht. Die Funktion  $\Phi_{f \leftarrow i}$  hängt von der Polarisierbarkeit  $\bar{\alpha}$  des betrachteten Moleküls ab. Für zweiatomige Moleküle wird die relative Besetzungsdichte des Initialzustands mit der Boltzmann-Verteilung bestimmt:

$$f_i(T) = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}. \quad (2.33)$$

Hierbei stehen  $k_B$  für die Boltzmann-Konstante und  $g_i$  für den Entartungsfaktor des Initialzustands, d.h. die Anzahl von Quantenzahlen mit der gleichen Energie, die von der Molekülsymmetrie abhängt.

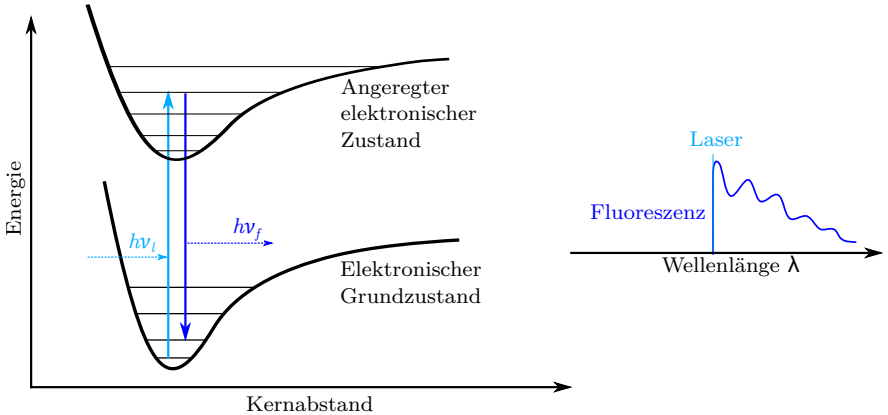
Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten simulierten Spektren berücksichtigen nur folgende Übergänge auf der Stokes-Seite ( $v$ : Vibrationsquantenzahl,  $J$ : Rotationsquantenzahl):

- CO<sub>2</sub>:  $\Delta v_1 = 1$ ,  $\Delta v_2 = 2$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$
- O<sub>2</sub>:  $\Delta v = 1$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$
- CO, N<sub>2</sub>:  $\Delta v = 1$ ,  $\Delta J = 0, \pm 2$
- H<sub>2</sub>:  $\Delta v = 1$ ,  $\Delta J = 0, \pm 2$  und  $\Delta v = 0$ ,  $\Delta J = 2$
- H<sub>2</sub>O:  $\Delta v_1 = 1$ ,  $\Delta v_3 = 1$ .

Die simulierten Spektren beinhalten die genannten Übergänge in einem Temperaturbereich von 250 bis 2500 K. Für Methan wurden hingegen ausschließlich experimentell ermittelte Spektren verwendet.

### 2.3.2 Laserinduzierte Fluoreszenz

Zur Fluoreszenzanregung muss – im Gegensatz zur Anregung der im vorangegangenen Abschnitt behandelten Streuung – ein Teil der Strahlung absorbiert werden. Ein Molekül im Kontrollvolumen erreicht dabei unter Aufnahme der Energie  $h\nu_l$  eines anregenden Photons einen angeregten elektronischen Zustand. Diese Absorption kann nur stattfinden, wenn die Energie des anregenden Photons der Differenz der Energien zwischen dem initialen Zustand und dem angeregten Zustand des Moleküls entspricht. Daher kann (und muss) zur speziesspezifischen Anregung die Wellenlänge des Lasers gezielt gewählt werden. Das angeregte Molekül kann nun unter Aussendung eines Photons mit der Energie  $h\nu_f$  wieder einen niedrigeren Energiezustand erreichen, der gleich dem Initialzustand sein kann ( $h\nu_f = h\nu_l$ ). Generell werden aber zur Vermeidung von Interferenzen zwischen eventueller Streuung des anregenden Lichts und dem zu detektierenden Signal frequenzverschobene Fluoreszenzprozesse bevorzugt. Neben der Aussendung von Photonen durch Fluoreszenz kann das Molekül auch durch strahlungsfreie konkurrierende Prozesse wie Quenching, Dissoziation und Ionisierung Energie abgeben. In Abbildung 2.8 sind die beschriebenen Vorgänge schematisch dargestellt (ohne strahlungsfreie Vorgänge).



**Abbildung 2.8:** Energieschema (links) und Wellenlänge der emittierten Strahlung (rechts) der laserinduzierten Fluoreszenz (nach [56]).

#### Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) des CO-Moleküls

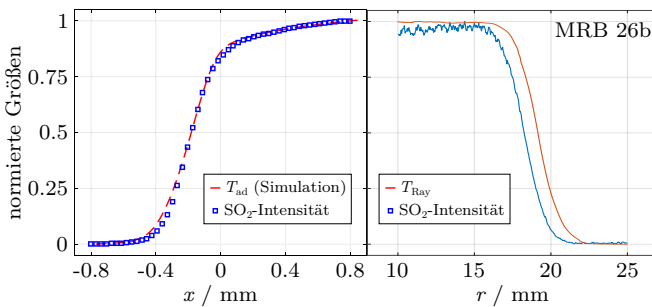
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Fluoreszenz von CO mit zwei Photonen angeregt, weil alle prinzipiell geeigneten Fluoreszenzbanden, die vom Grundzustand des Moleküls ausgehen, im Vakuum-UV-Bereich ( $< 200\text{ nm}$ ) liegen. Diese Wellenlängen werden von atmosphärischem Sauerstoff stark absorbiert. Die Anregung der Zwei-Photonen-LIF erfolgt mit einem Laser der Wellenlänge  $\lambda = 230,1\text{ nm}$ . Unter Absorption von zwei Photonen wird das CO-Molekül vom Grundzustand  $X^1\Sigma^+(v'' = 0)$  auf den zweiten angeregten elektronischen Zustand  $B^1\Sigma^+(v' = 0)$  angehoben. Als Signal detektiert wird die Emission des Fluoreszenzlichts aus dem Übergang von diesem Zustand in den ersten angeregten Zustand  $A^1\Pi(v'' = 1)$  im Wellenlängenbereich von  $480\text{ nm} < \lambda < 488\text{ nm}$ . Mehr Details zu den Anregungsschemata der CO-LIF finden sich in [63].

Da die Wirkungsquerschnitte und damit die Signalintensitäten von Fluoreszenzprozessen um mehrere Größenordnungen über denen der Raman-Streuung liegen [56], lässt sich mit der CO-LIF ein deutlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreichen. Zudem beeinträchtigt die spektroskopische Ähnlichkeit von CO und N<sub>2</sub> die Genauigkeit der CO-Raman-Messungen: Die spektralen Bereiche der beiden Moleküle überlappen sich insbesondere bei hohen Temperaturen, was die Anwendung in Flammenuntersuchungen erschwert, auch wegen der im Vergleich zu CO sehr hohen Konzentrationen von N<sub>2</sub> bei der Verbrennung in Luftatmosphäre. Die CO-LIF ist daher eine wertvolle Ergänzung zur Raman-Spektroskopie. Die quantitative Messung von CO-Konzentrationen durch die CO-LIF ist allerdings beeinträchtigt durch die oben genannten strahlungsfreien Konkurrenzprozesse, sowie die partielle Überlagerung der Fluoreszenzbanden mit denen des Kohlenstoffmoleküls C<sub>2</sub>, das vor allem in brennstoffreichen Flammen vorliegt.

### LIF des SO<sub>2</sub>-Moleküls

Üblicherweise wird zur Lokalisierung von Flammenzonen die Anregung und Detektion der Fluoreszenz von Radikalen wie OH [66], HCHO [67] und CH [68] genutzt, die in der Flammenfront entstehen. Die laserinduzierte Fluoreszenz des Schwefeldioxid-Moleküls [69] wurde hinsichtlich ihrer Eignung als Methode zur Flammenvisualisierung von Honza et al. [70] untersucht. Sie bietet gegenüber den zuvor genannten Verfahren aufgrund der breitbandigen Absorptionscharakteristik von SO<sub>2</sub> den Vorteil, dass zur Anregung der Fluoreszenz die vierte Harmonische eines Nd:YAG-Lasers mit einer Wellenlänge von 266 nm eingesetzt werden kann. Die Methode wurde bereits von verschiedenen Gruppen erfolgreich angewendet [71, 72].

SO<sub>2</sub> übersteht auch hohe Temperaturen und wird nur zu geringen Anteilen zu SO<sub>3</sub> oxidiert [73]. Die starke Temperaturabhängigkeit der SO<sub>2</sub>-Fluoreszenz bei einer Anregung mit 266 nm [69] und die daraus resultierenden steilen Gradienten im Bereich einer Reaktionszone qualifizieren das Verfahren als Methode zur Flammenfrontdetektion. Abbildung 2.9 zeigt in der linken Bildhälfte normierte räumliche Verläufe der simulierten adiabaten Temperatur  $T_{ad}$  und des mittleren gemessenen Verlaufs der SO<sub>2</sub>-LIF-Intensität in einer laminaren stöchiometrischen Methanflamme [70]. Die starke Temperaturabhängigkeit des SO<sub>2</sub>-LIF-Signals und die daraus resultierende fast perfekte Abbildung des Temperaturverlaufs sind deutlich zu erkennen.



**Abbildung 2.9:** Vergleich der normierten räumlichen Verläufe der SO<sub>2</sub>-LIF-Intensität und der Temperatur. Links: Vergleich mit dem simulierten adiabaten Temperaturverlauf  $T_{ad}$  in einer laminaren stöchiometrischen Methanflamme, modifiziert entnommen aus [70]. Rechts: Gemessene Verläufe (Mittelwerte) in der äußeren Flamme von MRB 26b.

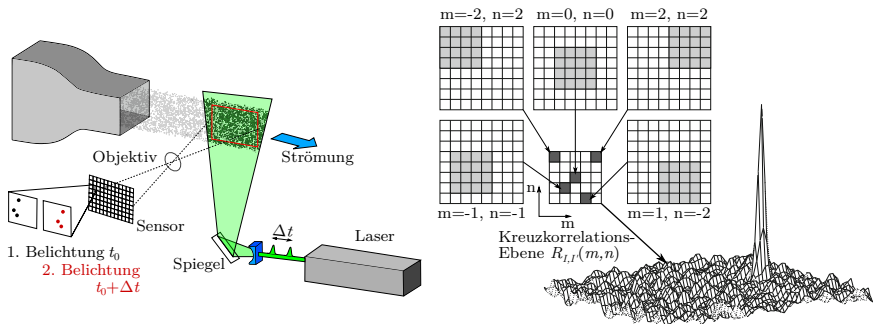
In der rechten Bildhälfte findet sich ein Vergleich des am RSM gemessenen mittleren normierten Verlaufs der  $\text{SO}_2$ -LIF-Intensität mit dem an der *Combustion Research Facility* (CRF) gemessenen mittleren normierten Temperaturverlauf  $T_{\text{Ray}}$  in der äußeren Reaktionszone der Konfiguration MRB 26b. Abgesehen von einem radialen Versatz, der auf Abweichungen in der Brennerjustage (siehe auch Abschnitt 4.1.2) zurückzuführen ist, folgt auch in dieser Messung der Verlauf der LIF-Intensität dem Temperaturverlauf sehr gut.

### 2.3.3 Particle Image Velocimetry

Die der vorliegenden Arbeit zugrundeliegenden Experimente zur Geschwindigkeitsmessung wurden mit der Methode der stereoskopischen PIV im Zweibildverfahren und einer Geschwindigkeitsberechnung durch Kreuzkorrelationen ermittelt. Für einen detaillierten Einblick in die Methode und einen Überblick über alternative PIV-Verfahren sei auf die Grundlagenliteratur verwiesen, z.B. auf [74].

#### Zwei-Komponenten-PIV

Die Zwei-Komponenten-PIV dient der Bestimmung von zwei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung in einer Messebene. Hierzu werden der Strömung Partikel zugesetzt und in der Messebene mit einer Lichtquelle in Form eines Lichtschnittes innerhalb eines kurzen Zeitabstandes  $\Delta t$  zweifach beleuchtet. Die Mie-Streuung der Partikel im Lichtschnitt wird im Zweibildverfahren jeweils zum ersten und zweiten Belichtungszeitpunkt aufgenommen. Die linke Seite von Abbildung 2.10 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines PIV-Messsystems inklusive einer schematischen Darstellung der Position der auf dem Sensor des Detektors abgebildeten Partikel aus der ersten und der zweiten Belichtung. Grundsätzlich könnte



**Abbildung 2.10:** Prinzipieller Aufbau eines PIV-Messsystems (links) und Illustration der Auswertung der zweidimensionalen Kreuzkorrelation (rechts), nach [74, 75] und [76].

die Geschwindigkeit eines Partikels aus der Änderung seiner detektierten Position und dem Zeitabstand  $\Delta t$  unter Beachtung der Abbildungseigenschaften des Systems direkt ermittelt werden. Die Auswertung der Geschwindigkeiten basiert bei der PIV-Methode aber nicht auf der Bewegung einzelner Partikel. Stattdessen wird die Abbildung auf den Detektoren in eine gewisse Anzahl von Auswertefenstern  $I(i,j)$  ( $i,j$ : Koordinaten innerhalb der Messebene) eingeteilt, die jeweils eine Vielzahl von Partikeln enthalten. Die Ermittlung der Geschwindigkeit erfolgt durch die Auswertung der Kreuzkorrelation  $R_{I,I'}$  des



Auswertefensters  $I$  zum Zeitpunkt der ersten Belichtung  $t_0$  mit dem inkrementell in beide Koordinatenrichtungen verschobenen Auswertefenster  $I'(i+m, j+n)$  zum Zeitpunkt der zweiten Belichtung  $t_0 + \Delta t$ :

$$R_{I,I'}(m,n) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I(i,j) I'(i+m, j+n). \quad (2.34)$$

Das Verschieben des Auswertefensters und die daraus gewonnene Kreuzkorrelation ist auf der rechten Seite der Abbildung 2.10 illustriert. Das Maximum in der Kreuzkorrelations-ebene markiert die wahrscheinlichste Verschiebung des Partikelensembles im Auswertefenster  $I$  und wird zur Berechnung der Geschwindigkeit herangezogen.

Die Zuordnung räumlicher Koordinaten in der Messebene zu den Koordinaten auf dem Chip des Detektors geschieht durch die Aufnahme einer definierten geometrischen Referenz (z.B. eines Punktmusters), die in der Aufnahmeebene platziert wird.

### Stereoskopische PIV

Die Erweiterung des klassischen Aufbaus einer Zwei-Komponenten-PIV um einen weiteren Detektor erlaubt die Messung der dritten Geschwindigkeitskomponente. Hierzu werden die Detektoren in unterschiedlichen Blickwinkeln zum Lichtschnitt ausgerichtet (vgl. Abbildung 3.6). Da in dieser Anordnung die Bild- und die Gegenstandsebene nicht mehr parallel liegen, wird eine Scheimpflug-Anordnung [77] eingesetzt, die es ermöglicht, die Schärfefebene auf den Detektoren dennoch in die Ebene des Lichtschnitts zu legen. Unter Kenntnis der Blickwinkel kann nun auch die dritte Geschwindigkeitskomponente in der Normalenrichtung des Lichtschnitts aus trigonometrischen Beziehungen errechnet werden.

Zur Kalibration des Stereo-PIV-Systems wird eine dreidimensionale geometrische Referenz in der Messebene verwendet. Die Qualität der Kalibration kann zusätzlich durch eine iterative Verfeinerung aus dem Abgleich von Partikelaufnahmen beider Detektoren (*self calibration*, [78]) verbessert werden.

# Kapitel 3

## Versuchsaufbau und Auswertung der Messdaten

In diesem Kapitel werden die zur Gewinnung der in Kapitel 4 dargestellten Ergebnisse verwendeten Mittel eingeführt. Es beinhaltet Darstellungen zur Entwicklung und den Betriebspunkten des MRB-Brenners, zu den verwendeten Messsystemen und zur Auswertung der aufgenommenen Messdaten.

### 3.1 Der Multi-Regime-Brenner (MRB)

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiger Brenner zur experimentellen Untersuchung regimeübergreifender Verbrennungsvorgänge entwickelt [8, 79–82]. In diesem Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Anforderungen an den neu entwickelten Brenner aufgeführt. Darauf folgen die Darstellung der finalen Brennerkonstruktion sowie eine Übersicht der Flammenkonfigurationen, die im Rahmen der Experimente am RSM bzw. an der CRF vermessen wurden. Den Abschluss des Abschnitts bildet eine Betrachtung zu den thermischen Randbedingungen am Brenneraustritt des MRB.

#### 3.1.1 Anforderungen an die Brennerauslegung

In diesem Unterabschnitt werden die wichtigsten Ziele [83] formuliert, die bei der Konstruktion des MRB verfolgt wurden.

**Variationsmöglichkeiten:** Zur umfassenden experimentellen Untersuchung von regimeübergreifenden Verbrennungsprozessen sind vielfältige Variationsmöglichkeiten der Einstrombedingungen im Hinblick auf Gemischzusammensetzungen und Ausbildung des Strömungsfeldes wichtig. So kann eine Basis an Daten zu einer möglichst großen Spanne an Flammenkonfigurationen erstellt werden.

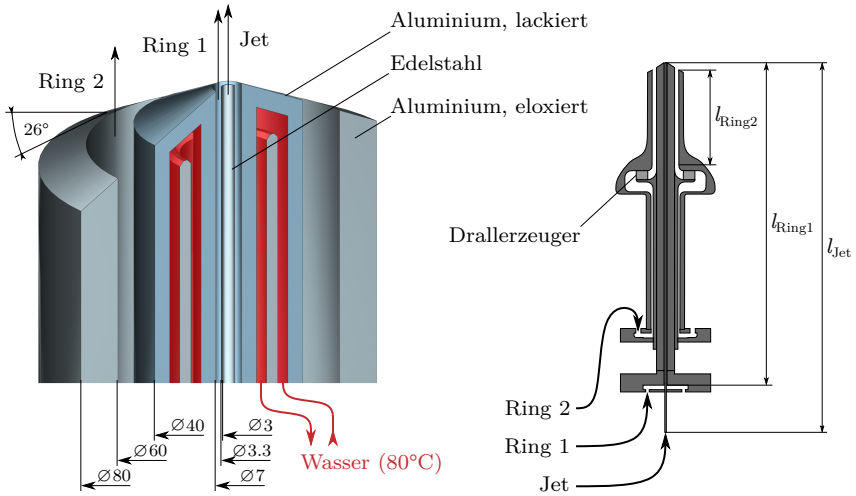
**Praktische Relevanz:** Die aus den Experimenten erlangten Erkenntnisse müssen auf praktische Anwendungen wie z.B. Fluggasturbinen übertragbar sein. So sollte die Abbildung von typischen Merkmalen wie der Ausbildung einer Rezirkulationszone, hohen Reynoldszahlen und verdrehten Strömungsfeldern mit dem neu entwickelten Brenner ermöglicht werden.

**Definierte Randbedingungen:** Damit die experimentellen Daten für numerische Zwecke effizient und mit möglichst wenig Unsicherheiten behaftet genutzt werden können, muss bei der Entwicklung des Brenners auf gut definierte und charakterisierbare Randbedingungen am Brenneraustritt geachtet werden. Diese Randbedingungen betreffen thermische, fluiddynamische und mischungsbezogene Aspekte.

**Optische Zugänglichkeit:** Aus experimenteller Sicht ist auf die optische Zugänglichkeit des gesamten relevanten Bereichs der Flammen zu achten. Maßgeblich ist hier der Öffnungswinkel der Sammeloptiken der Prüfstände am RSM und an der CRF (jeweils etwa  $13^\circ$  halber Öffnungswinkel).

### 3.1.2 Konstruktive Umsetzung

Der Entwicklungsprozess des MRB ist in einer studentischen Arbeit [84] dokumentiert und umfasst nach einer initialen Konzeptionsphase den Bau eines Brenner-Prototypen, Strömungssimulationen und Versuche zur Strömungs- und Flammvisualisierung. Im Folgenden wird die finale Konstruktion des MRB vorgestellt, wobei nur auf die wichtigsten Ergebnisse dieser Voruntersuchungen Bezug genommen wird.



**Abbildung 3.1:** Konstruktion des MRB. Links: Detailansicht des Brenneraustritts. Rechts: Schematische Ansicht des gesamten Brenners.

In Abbildung 3.1 ist die Konstruktion des MRB dargestellt. Der Brenner verfügt über drei Austrittsöffnungen, die konzentrisch angeordnet sind. Der zentrale Jet besteht aus einem Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von 3 mm und einer Wandstärke von 0,15 mm. Der Jet ist umgeben von Ring 1, einem Ringspalt mit einem inneren Durchmesser von 3,3 mm und einem äußeren Durchmesser von 7 mm. Zwischen Ring 1 und einem weiteren Ringspalt (Ring 2) befindet sich ein aus Aluminium gefertigter Staukörper mit einem Außendurchmesser von 40 mm. Die Temperierung des Staukörpers durch Zwangsumlauf von auf  $80^\circ\text{C}$  vorgeheiztem Wasser war ursprünglich zur Verhinderung von Kondensatbildung vorgesehen. Tatsächlich wird über das umlaufende Wasser jedoch Wärme aus der Flamme abgeführt (s. auch nächster Unterabschnitt 3.1.4) und damit ein Überhitzen des Staukörpers vermieden. Hierdurch wird auch eine weitgehend konstante und homogene Temperatur des Staukörpers erreicht. Ring 2 erstreckt sich ab der Außenkante des Staukörpers radial bis zu einem Außendurchmesser von 60 mm. Der Brenner wird zum Co-Flow (Austrittsdurchmesser 270 mm (RSM) bzw. 295 mm (CRF), nicht abgebildet) hin vom äußeren Brennerkörper mit einem Außendurchmesser von 80 mm abgeschlossen. Staukörper

und Außenkörper des Brenners sind mit einem Winkel von  $26^\circ$  angeschrägt, um die optische Zugänglichkeit zu gewährleisten. Die Einlaufängen der einzelnen Brenneraustritte wurden mit  $l_{\text{Jet}} = 858 \text{ mm}$ ,  $l_{\text{Ring1}} = 713 \text{ mm}$  und  $l_{\text{Ring2}} = 216 \text{ mm}$  bewusst lang gewählt, um möglichst voll ausgebildete turbulente Strömungsprofile zu gewährleisten. Lediglich die Anströmlänge in Ring 2 fällt aufgrund eines konstruktiven Konfliktes mit dem Drallerzeuger kürzer aus als die häufig geforderte Länge von  $40d_h$  ( $d_h$ : hydraulischer Durchmesser) für turbulente Rohrströmungen [85]. Der in Ring 2 verbaute Drallerzeuger ermöglicht durch die Verstellung der Segmente eines zweigeteilten Rings (*movable block*, [86]) das Aufprägen einer theoretischen Drallzahl von bis zu 2,5 auf die Strömung in Ring 2. Der Drallerzeuger wurde jedoch für die Experimente, die der vorliegenden Arbeit zugrunde liegen, nicht verwendet.

Als Ausgangspunkt für die Konstruktion diente im Hinblick auf die Abmaße des Staukörpers und der Austrittsöffnungen ein Vorentwurf [83], der wiederum auf Erfahrungswerten aus der Entwicklung des TECFLAM-Brenners (z.B. [87]) und auf vergleichbaren Brennern aus der Literatur (Sydney-Swirl-Brenner, z.B. [88]) basiert. Ausgehend von diesem Vorentwurf wurde zunächst mittels einer RANS-Simulation [84] untersucht, ob die gewünschte Ausbildung einer Rezirkulationszone auf dem Staukörper zu erwarten ist. Im Anschluss wurde ein Prototyp konstruiert und gefertigt, der die Variation des Winkels der Abschrägung des Staukörpers sowie des Innen- und Außendurchmessers des Ringspalts 2 durch austauschbare Staukörper bzw. einsetzbare Ringelemente erlaubt. Zur Verfügung standen Staukörper mit Schrägungswinkeln von  $0^\circ$ ,  $17^\circ$  und  $26^\circ$ , sowie Ringeinsätze zur Einstellung des Innendurchmessers von Ring 2 auf 27, 33, 39 und 45 mm.

Die Auswirkungen der Variation dieser Parameter sowie der Strömungsgeschwindigkeit in Ring 2 auf das Flammenbild wurden in Versuchen zur Strömungsvisualisierung durch die Beleuchtung beigemischter Partikel in einem Lichtschnitt und Versuchen zur Flammenvisualisierung mittels Chemilumineszenz-Aufnahmen untersucht. Hierbei haben sich die Erkenntnisse aus den Chemilumineszenz-Versuchen als besonders wertvoll erweisen. Die Vergrößerung des Innendurchmessers von Ring 2 und damit die Verbreiterung des Staukörpers führt tendenziell zu einer besseren Trennung der inneren Reaktionszone, die sich in der Scherschicht zwischen der Rezirkulationszone und den Strömen aus Jet und Ring 1 bildet und der äußeren Vormischflamme, die sich am Staukörper stabilisiert. Eine Darstellung dieser Flammenzonen ist in Abschnitt 4.1.1 (s. auch Abbildung 4.1) zu finden. Dieser Vorteil wird allerdings durch größere benötigte Durchflussraten in Ring 2 sowie eine generell größere radiale Ausdehnung des zu vermessenden Bereichs erkauft. Unter Einbeziehung der kommerziellen Verfügbarkeit von Standard-Edelstahlrohren wurde als Kompromiss ein finaler Durchmesser des Staukörpers von 40 mm gewählt. Die Steigerung des Staukörper-Winkels führt in erster Linie zu einer erhöhten Stabilität der äußeren Flamme, sodass in den Vorversuchen am steilsten Staukörper mit einem Winkel von  $26^\circ$  auch sehr magere Flammen mit einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi = 0,7$  stabilisiert werden konnten. Daher wurde dieser Winkel auch für die finale Konstruktion gewählt.

Der MRB erfüllt mit diesem Entwurf die im vorigen Abschnitt 3.1.1 aufgeführten Anforderungen. Durch die Anordnung von drei Austrittsöffnungen, die unabhängig voneinander versorgt werden, können weite Bereiche regimeübergreifender Verbrennung realisiert werden. Der angeschrägte Staukörper gewährleistet einerseits die optische Zugänglichkeit der auf dem MRB stabilisierten Flammen, andererseits auch die Ausbildung der geforderten Rezirkulationszone. Durch den stufenlos einstellbaren Drallerzeuger kann die Drallzahl des Strömungsfeldes parametrisch variiert werden. Gut definierte strömungsmechanische Randbedingungen sind durch die einfache radialsymmetrische Geometrie und die langen Einströmlängen der einzelnen Brenner-Auslässe gegeben. Auch die thermischen Randbe-

dingungen am Staukörper sind durch die Temperaturstabilisierung gut zu charakterisieren. Die sich aus den Austrittsgeschwindigkeiten ergebenden Reynolds-Zahlen sind u.a. Gegenstand des folgenden Abschnitts 3.1.3.

### 3.1.3 Betriebspunkte

Sämtliche MRB-Flammenkonfigurationen werden mit Methan als Brennstoff betrieben. Dabei werden jeweils brennstoffreiche Mischungen mit vergleichsweise hoher Geschwindigkeit ( $105 \text{ ms}^{-1}$ ) durch den zentralen Jet geleitet, die von reiner Luft aus Ring 1 bei geringerer Geschwindigkeit ( $7,5$  bzw.  $15 \text{ ms}^{-1}$ ) umgeben werden. Ring 2 ( $20 \text{ ms}^{-1}$ ) wird mit einer mageren Brennstoff-Luft-Mischung versorgt.

Ursprünglich war vorgesehen, innerhalb der Serie der Betriebspunkte das Brennstoff-Luft-Verhältnis von Jet und Ring 2 gegenläufig zu variieren, sodass am magersten Jet-Betriebspunkt die am wenigsten magere Mischung für Ring 2 vorgesehen wäre und umgekehrt [83]. Unter Beibehaltung der Variation der Differenz der Brennstoff-Luft-Gemische zwischen Jet und Ring 2 wurde zur Reduktion der Anzahl variiert Parameter jedoch letztlich das Äquivalenzverhältnis  $\phi_{\text{Ring2}}$  in Ring 2 konstant gehalten. In allen Flammenkonfigurationen wird ein Äquivalenzverhältnis von  $\phi_{\text{Ring2}} = 0,8$  eingestellt, wodurch eine stabilere Verbrennung im Vergleich zu Vorversuchen mit mageren Mischungen ( $\phi_{\text{Ring2}} = 0,7$ ) erzielt wird. Das Mischungsverhältnis im Jet wird über die Serie der MRB-Betriebspunkte hinweg schrittweise von  $\phi_{\text{Jet}} = 1,4$  bis auf  $\phi_{\text{Jet}} = 3,18$  angehoben und umfasst somit Bereiche innerhalb sowie außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen von Methan.

Die im Vorentwurf [83] vorgesehenen Ausströmgeschwindigkeiten basieren hauptsächlich auf der Forderung nach Reynolds-Zahlen nahe 20000. Die Ausströmgeschwindigkeit aus dem Jet von  $u_{\text{Jet}} = 100 \text{ ms}^{-1}$  und aus Ring 2 von  $u_{\text{Ring2}} = 20 \text{ ms}^{-1}$  wurden nur geringfügig bzw. nicht verändert. Die Ausströmgeschwindigkeit aus Ring 1 musste jedoch aufgrund der andernfalls zu großen Abhebehöhe der inneren Reaktionszone von ursprünglich  $80 \text{ ms}^{-1}$  deutlich reduziert werden. Die MRB-Betriebspunkte umfassen jetzt eine Serie mit dem Suffix „a“ und eine Serie mit dem Suffix „b“ mit jeweils  $u_{\text{Ring1}} = 7,5 \text{ ms}^{-1}$  bzw.  $u_{\text{Ring1}} = 15 \text{ ms}^{-1}$ . Sämtliche Betriebspunkte der MRB-Konfigurationen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Benennung der Flammen ergibt sich aus dem Äquivalenzverhältnis im Jet in Kombination mit dem zu  $u_{\text{Ring1}}$  gehörigen Suffix.

**Tabelle 3.1:** Eingestellte Äquivalenzverhältnisse  $\phi$  und Austrittsgeschwindigkeiten  $u$  der Brennerauslässe für alle MRB-Konfigurationen.

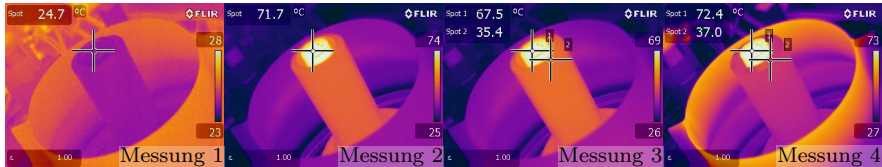
		MRB 14		MRB 18		MRB 22		MRB 26		MRB 318	
		a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
Jet	$\phi$	1,4		1,8		2,2		2,6		3,18	
	$u/(\text{ms}^{-1})$	105									
Ring 1	$\phi$	0									
	$u/(\text{ms}^{-1})$	7,5	15	7,5	15	7,5	15	7,5	15	7,5	15
Ring 2	$\phi$	0,8									
	$u/(\text{ms}^{-1})$	20									

Die dem Brenner zugeleiteten Brennstoff- und Luftströme werden jeweils schon einige Meter vor der Einleitung in den Brennerkörper gemischt, sodass am Brenneraustritt von vollständig homogenen Bedingungen innerhalb der einzelnen Auslassströmungen ausgegangen werden kann. Mischungsinhomogenitäten entstehen in den MRB-Konfigurationen

daher erst nach dem Brenneraustritt im experimentell zugänglichen Bereich in Form von Mischungsgradienten zwischen den einzelnen Auslassströmen. Hierin unterscheidet sich der MRB hinsichtlich der mischungsbezogenen Randbedingungen deutlich von den in Abschnitt 1.2 vorgestellten Brennern, die Mischungsinhomogenitäten jeweils bereits vor dem Brenneraustritt herstellen.

### 3.1.4 Thermische Randbedingungen am Brenneraustritt

Wie in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, wird der Staukörper durch Umwälzung von auf 80 °C temperiertem Wasser aufgeheizt bzw. gekühlt. Die Oberflächentemperatur wird jedoch durch Wärmeverluste in den Wasserzuleitungen und am Brennerkörper sowie durch den Wärmeeintrag aus der Flamme und konvektive Verluste an die vorbeiströmenden Gase beeinflusst. Um eine bessere Kenntnis der Oberflächentemperaturen des Staukörpers unter verschiedenen Bedingungen zu erlangen, wurde ein einfacher Versuch durchgeführt. Hierzu wurde am RSM eine Wärmebildkamera (FLIR E60) im Abstand von etwa 1 m und in der Ausrichtung senkrecht zur Staukörperoberfläche angeordnet. Zum Abgleich der Messergebnisse und zur Einstellung der von der Wärmebildkamera zur Berechnung der Temperatur verwendeten Emissivität  $\epsilon$  wurden teilweise auch Messungen mit einem Thermoelement durchgeführt. Die Aufnahmen der Wärmebildkamera sind für vier verschiedene Messungen in Abbildung 3.2 dargestellt.



**Abbildung 3.2:** Aufnahmen der Oberflächentemperatur des Staukörpers mit einer Wärmebildkamera unter vier verschiedenen Bedingungen.

**Messung 1:** Umwälzpumpe und sämtliche Gasströme sind ausgeschaltet und der Brenner befindet sich weitgehend im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung. Das Thermoelement misst eine Temperatur von  $T_{TE} = 24,2\text{ °C}$ , die Wärmebildkamera eine Temperatur von  $T_{IR} = 24,6\text{ °C}$ .

**Messung 2:** 5 min nach dem Erreichen der Solltemperatur von 80 °C im Umwälzthermostat. Die Messung mit dem Thermoelement ist zu diesem Zeitpunkt konvergiert und ergibt eine Temperatur von  $T_{TE} = 71,9\text{ °C}$ , die Wärmebildkamera zeigt  $T_{IR} = 71,7\text{ °C}$ . Mit einer gewählten Emissivität von  $\epsilon = 1,0$  konnte in Messung 1 und Messung 2 die beste Übereinstimmung der gemessenen Temperatur zwischen Thermoelement und Wärmebildkamera erreicht werden.

**Messung 3:** Der Brenner wurde zu diesem Zeitpunkt bereits etwa 5 min mit Gasströmen entsprechend Konfiguration MRB 26b nicht-reaktiv durchströmt. Die Temperaturmessung mittels Wärmebildkamera ist zu  $T_{IR} = 67,5\text{ °C}$  konvergiert. Eine Messung mit dem Thermoelement ist bei laufenden Strömen nicht durchführbar.

**Messung 4:** Direkt nach dem Abschalten der Gasströme, nachdem Flamme MRB 26b zuvor für 10 min gebrannt hat. Die Temperaturmessung mittels Thermoelement konvergiert hier zu langsam, die Wärmebildkamera zeigt  $T_{IR} = 72,4\text{ °C}$ .

Im Rahmen von Messung 3 wurden auch die Temperaturen der aus dem Brenner strömenden nicht-reagierenden Gase direkt über dem Brenneraustritt im Jet ( $T_{Jet}$ ), in Ring 1

( $T_{\text{Ring1}}$ ) und Ring 2 ( $T_{\text{Ring2}}$ ) mit einem Thermoelement gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind im Vergleich mit zuvor an der CRF ermittelten Temperaturen in Tabelle 3 zusammengefasst. Der stärkste Temperaturanstieg ist aufgrund der geringen Durchflussrate und der großen Oberfläche zum Staukörper hin für die Strömung in Ring 1 zu beobachten.

**Tabelle 3.2:** Mit einem Thermoelement gemessene Austrittstemperaturen über dem Brenneraustritt für den nicht-reagierenden Fall MRB 26b. Messungen am RSM und an der CRF.

	RSM	CRF
$T_{\text{Jet}}/^{\circ}\text{C}$	39	36
$T_{\text{Ring1}}/^{\circ}\text{C}$	62	60
$T_{\text{Ring2}}/^{\circ}\text{C}$	35	34

Aus den gemessenen Staukörper-Temperaturen lässt sich schließen, dass der Wärmestrom des temperierten Wassers an die durchströmenden Gase sich in etwa im Gleichgewicht mit dem Wärmeeintrag durch die Flamme befindet. Die Temperatur am Staukörper beträgt direkt nach dem Abschalten der Flamme (Messung 4) nahezu denselben Wert wie im Fall, dass keine Durchströmung stattfindet (Messung 2).

## 3.2 Aufbau der Versuchsstände

Die in dieser Arbeit verwendeten Messdaten wurden in verschiedenen Messreihen und verschiedenen Laboren aufgenommen. Dieser Abschnitt widmet sich den Messaufbauten für die Skalarmessungen an der CRF und die Skalar- und Geschwindigkeitsmessungen am RSM. Dem Raman-/Rayleigh-Aufbau am RSM wird vergleichsweise mehr Platz eingeräumt, da er teilweise im Rahmen dieser Arbeit modifiziert wurde.

### 3.2.1 Raman-/Rayleigh-/CO-LIF-Aufbau an der CRF

Der folgende Abschnitt behandelt den Aufbau des Messsystems an der CRF. Da dieser experimentelle Aufbau in der Literatur außerordentlich gut dokumentiert ist (z.B. [89–92]), erfolgt nur ein kurzer Überblick.

Anregungs- und Detektionsseite der planaren OH-LIF an der CRF werden nicht weiter erläutert, da die mit dieser Messtechnik aufgenommenen Daten im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet wurden. Die Daten liegen allerdings für zukünftige Analysen vor.

#### Anregung und Detektion

Die Anregung der Raman- und Rayleigh-Streuung erfolgt durch die Pulse von vier frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern (Continuum) mit einer Wellenlänge von 532 nm, die mittels dichroitischer Optiken auf einen gemeinsamen Strahlengang überlagert werden. Die einzelnen Laser können hinsichtlich ihrer Divergenz und damit der axialen Lage ihres Fokus im Probevolumen mit Teleskopen aufeinander abgestimmt werden. Die zeitliche Staffelung der Laserpulse erfolgt in Abständen von 80 ns. Die Pulse durchlaufen eine Anordnung von drei optischen Verzögerungsstrecken, sodass ein gestreckter Gesamtpuls mit einer Pulsdauer von  $t_{\text{FWHM}} \approx 400$  ns das Probevolumen erreicht. Hintergründe zu der Notwendigkeit und der Funktionsweise von optischen Verzögerungsstrecken werden in Abschnitt 3.2.2 gegeben. Die Breite der Strahlteile im Fokus im Bereich des Probevolumens

beträgt  $d_{1/e^2} \approx 200 \mu\text{m}$ , die Pulsenergie an dieser Stelle etwa 1,5 J. Zur Anregung der CO-LIF wird dem YAG-Strahlengang ein UV-Laser mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 230,1 \text{ nm}$  und einer Pulsenergie von 2 mJ überlagert.

Raman- und Rayleigh-Streuung sowie die Fluoreszenz-Strahlung aus dem Kontrollvolumen mit einer Länge von etwa 6 mm werden durch ein Linsensystem aus zwei Achromaten mit einer Apertur von 150 mm und Blendenzahlen von  $f/2$  bzw.  $f/4$  in ein Spektrometer fokussiert. Innerhalb des Spektrometers werden Raman-Streuung (etwa  $550 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$ ), Rayleigh-Streuung ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) und CO-LIF (etwa  $480 \text{ nm} < \lambda < 488 \text{ nm}$ ) mit Strahlteilern voneinander separiert. Die Raman-Streuung wird durch ein Transmissionsgitter (Kaiser Optical, 1200 Linien/mm) spektral zerlegt, bevor sie auf eine rückwärtig belichtete *Charge Coupled Device* (CCD)-Kamera (Princeton Instruments 1300B,  $1300 \times 1340$  Pixel, Pixelgröße  $20 \mu\text{m}$ ) trifft. Diese wird mit flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur von  $-110^\circ\text{C}$  gekühlt (CryoTiger), um das Dunkelstromrauschen zu minimieren. Zur Detektion der Rayleigh-Streuung kommt ebenfalls eine rückwärtig belichtete, CCD zum Einsatz (Princeton Instruments 1340 EMB,  $1340 \times 400$  Pixel, Pixelgröße  $20 \mu\text{m}$ ), die allerdings thermoelektrisch gekühlt wird. Eine ebenfalls thermoelektrisch gekühlte intensivierte CCD-Kamera (Andor DH-734-18F-03,  $512 \times 512$  Pixel, Pixelgröße  $13 \mu\text{m}$ ) nimmt das Signal der CO-LIF auf. Im Zusammenspiel aller optischen Elemente ergeben sich optische Vergrößerungsfaktoren von etwa 1,93 auf der Raman-Kamera, 2,05 auf der Rayleigh-Kamera und 1,20 auf der CO-Kamera.

Ein Scheiben-Shutter-System regelt die Belichtungszeiten der Systeme. Die erste rotierende Scheibe befindet sich am Spektrometereintritt und rotiert mit einer Drehzahl von  $3000 \text{ min}^{-1}$  bei einer Öffnungsdauer von  $t_{\text{FWHM}} = 300 \mu\text{s}$ . Ein mechanischer Iris-Shutter ( $t_{\text{FWHM}} = 40 \text{ ms}$ ) verhindert Mehrfachbelichtungen durch eine an die Aufnahmefrequenz von 5 Hz angepasste Öffnungsfrequenz. Um den Einfluss von Umgebungslicht und Flammen-Eigenleuchten auf die Detektion des Raman-Signals zu minimieren, wird die Belichtungszeit der Raman-Kamera durch eine weitere, schneller drehende ( $21\,000 \text{ min}^{-1}$ ), synchronisierte Shutter-Scheibe auf  $t_{\text{FWHM}} = 3,9 \mu\text{s}$  reduziert.

## Datenaufnahme

An der CRF wurden Daten mit verschiedenen räumlichen Auflösungen entlang des Kontrollvolumens aufgenommen. Im Folgenden werden als „hoch aufgelöst“ Aufnahmen mit einer maximalen räumlichen Diskretisierung entlang der Strahlrichtung von  $40 \mu\text{m}$  bezeichnet, als „niedrig aufgelöst“ Aufnahmen mit einer maximalen Diskretisierung von  $100 \mu\text{m}$ . Die hoch aufgelösten Aufnahmen bieten dabei den Vorteil, Gradienten z.B. in Flammenzonen, die typischerweise eine Dicke von wenigen  $100 \mu\text{m}$  aufweisen [40], mit mehr Datenpunkten abbilden zu können.

Die niedriger aufgelösten Messungen der Zielflammen wurden daher nur für Voruntersuchungen verwendet, somit sind sämtliche in Kapitel 4 dargestellten Ergebnisse aus Aufnahmen mit hoher Auflösung entstanden. Lediglich die Hencken-Kalibrationsflamme wurde ausschließlich niedrig aufgelöst vermessen. Die Länge des Kontrollvolumens beträgt unabhängig von der räumlichen Auflösung etwa 6 mm. Das räumliche Binning (hardwareseitiges Zusammenfassen von Pixeln, s. Abschnitt 3.3.1) der Kamera zur Detektion der Rayleigh-Streuung beträgt für hoch und niedrig aufgelöste Daten  $2 \times 2$  Pixel. Hieraus ergibt sich eine räumliche Diskretisierung von etwa  $20 \mu\text{m}$ , was deutlich unterhalb des räumlichen Auflösungsvermögens des optischen Aufbaus von etwa  $60 \mu\text{m}$  liegt. Die Abbildung auf der CO-Kamera wurde im niedrig auflösenden Fall auf  $5 \times 8$  und im hoch auflösenden Fall auf  $2 \times 8$  Pixeln gebinnt ( $\parallel \times \perp$  zur Strahlrichtung). Die räumlichen Diskretisierungen



in Strahlrichtung ergeben sich dann zu etwa  $100\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $40\text{ }\mu\text{m}$ . Zur Auswertung der räumlich hoch aufgelösten Messdaten ist die Anwendung eines Entrauschungsalgorithmus notwendig (s. Abschnitt 3.3.1).

Für die Datenauswertung mit der Methode der hybriden MI wird Kamera zur Detektion der Raman-Streuung in spektraler Richtung in Kanäle eingeteilt, die jeweils den Spektralbereich der zu detektierenden Spezies oder Hintergrundsignale umfassen. Nähere Details zu dieser Vorgehensweise sind in Abschnitt 3.3.1 zu finden. Das räumliche Binning der Raman-Kamera beträgt für die niedrig aufgelösten Aufnahmen zehn Pixel, für die hoch aufgelösten zwei Pixel, entsprechend einer räumlichen Diskretisierung von etwa  $100\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $20\text{ }\mu\text{m}$ .

Die Daten aller Systeme werden mit einer Frequenz von 5 Hz aufgenommen. Zusätzlich werden die Laserpulsenergien aller Lasersysteme für jeden Schuss mit Energiesensoren aufgenommen und mitgeschrieben, um eine spätere Energiereferenzierung (s. Abschnitt 3.3.2) zu ermöglichen. Temperatur, Luftdruck und -feuchtigkeit im Labor werden kontinuierlich gemessen und protokolliert. In Aufnahmen außerhalb der Flamme (z.B. reine Luft oder Kalibrationsgase) wird die Temperatur im Kontrollvolumen mit einem Thermoelement gemessen und zu den Datensätzen hinzugefügt.

### 3.2.2 Raman-/Rayleigh-Aufbau am RSM

Der folgende Abschnitt behandelt den Aufbau des Messsystems am RSM. Dieser Messaufbau ist in seiner aktuellen Form in der Literatur noch nicht dokumentiert und wird daher etwas ausführlicher dargestellt.

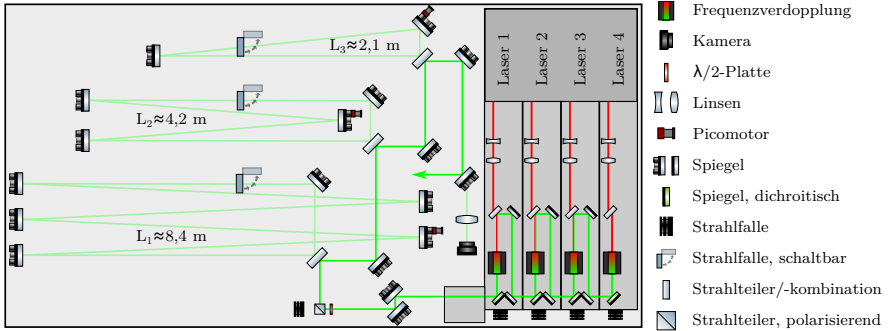
Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anregungsseite des Versuchsstandes komplett überarbeitet und mit einem neuen Lasersystem, gekoppelt mit einer optischen Verzögerungsstrecke, versehen. Die Detektionsseite wurde mit der Neuentwicklung eines Transmissionsspektrometers während einer Vorgängerarbeit optimiert und ist gut dokumentiert [59, 93, 94]. Die im Zuge der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen sind jedoch die ersten umfangreichen Experimente an turbulenten Flammen mit diesem überarbeiteten Aufbau.

#### Anregungsseite: Überblick

Zur Anregung der Raman- und Rayleigh-Streuung im Kontrollvolumen wird am RSM eine Sonderanfertigung aus vier frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasern (InnoLas SpitLight 1000) in einem gemeinsamen Gehäuse eingesetzt. Bei der Zielwellenlänge  $532\text{ nm}$  liegt die spezifizierte Pulsenergie jedes einzelnen Lasers bei  $> 600\text{ mJ}$ . Die zeitliche Halbwertsbreite der einzelnen Laser bei  $1064\text{ nm}$  ist mit  $7\text{--}8\text{ ns}$  spezifiziert. Aufgrund der Zeitauflösung der verfügbaren Messgeräte am RSM konnte die Pulsdauer bei  $532\text{ nm}$  nicht exakt gemessen werden, tendenziell sind aber Pulsdauern  $> 9\text{ ns}$  zu erwarten.

Der optische Aufbau der Anregungsseite ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Die Überlagerung der Laser auf einen gemeinsamen Strahlengang am Gehäuseaustritt findet jeweils vor der Frequenzverdopplung mit dichroitischen Strahlkombinations-Optiken statt. Nach dem Austritt aus dem Laser-Gehäuse kann die Strahlage mittels einer Periskop-Anordnung aus zwei Spiegeln angepasst werden. Ein polarisierender Strahlteiler-Würfel in Kombination mit einer Strahlfalle ermöglicht die Variation der ins Kontrollvolumen eingeleiteten Pulsenergie bei minimaler Beeinflussung des Strahlprofils.

Die Laserpulse durchlaufen wie im Labor an der CRF (siehe Abschnitt 3.2.1) eine Verzögerungsstrecke zur zeitlichen Streckung des Intensitätsprofils. Diese Verzögerungsstrecke



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der Anregungsseite am RSM. Erstellt unter Verwendung von [95].

besteht aus drei Schleifen mit Umläufängen von  $L_1 \approx 8,4\text{ m}$ ,  $L_2 \approx 4,2\text{ m}$  und  $L_3 \approx 2,1\text{ m}$ , denen jeweils ein Teil der Pulsenergie durch teilreflektierende Strahlteiler (Reflektivität  $R_{ST} = 39\%$ ) zugeführt wird. Nach dem Durchlauf durch die jeweilige Schleife werden die Teilpulse wieder in den Hauptstrahlengang eingekoppelt.

Schaltbare Strahlfallen und je ein motorisierter Spiegelhalter in jeder Schleife sowie eine Überwachungskamera kurz vor dem Übergang in den Brennerraum erleichtern die Erstjustage am Beginn eines Messtages sowie laufende Nachjustagen, die in der Regel im Rahmen der über den Tag verteilten Aufnahmen in reiner Luft (siehe Abschnitt 3.3.3) durchgeführt werden.

Zur Gewährleistung einer guten mechanischen und thermischen Stabilität der Verzögerungsstrecke sind Spiegel- und Strahlteilerhalterungen ausschließlich auf nicht verstellbaren Edelstahlpfosten montiert. Spiegelhalterungen sind überwiegend aus Edelstahl gefertigt und weisen daher im Vergleich zu den üblicherweise verwendeten Aluminium-Varianten einen geringeren Wärmeausdehnungskoeffizienten auf. Im Bereich der Verzögerungsstrecke kommen für die verwendete Wellenlänge von 532 nm, die Polarisationssebene des Lasers und einen doppelten Einfallswinkel von  $45^\circ$  bzw.  $0^\circ$  optimierte Spiegel mit Reflexionsgraden von  $R_S > 99,8\%$  zum Einsatz.

Eine stabil ausgeführte Periskopanordnung (nicht dargestellt) bringt den Strahlengang noch auf dem optischen Tisch auf die Achse des Kontrollvolumens (etwa 0,5 m über dem Tisch). Zwei auf dieser Geraden angeordnete Iris-Blenden ermöglichen eine effiziente Justage des Strahlengangs. Vor dem Eintritt in das Kontrollvolumen wird der Laser mit einer sphärischen Linse (Brennweite 650 mm) fokussiert. Die Linse kann motorisiert verfahren werden, um kleinere Abweichungen in der Strahlage während des Experiments auszugleichen.

### Anregungsseite: Optische Verzögerungsstrecke

Dieser Unterabschnitt folgt den wichtigsten Schritten zur Auslegung der optischen Verzögerungsstrecke am RSM. Nach der Diskussion der Notwendigkeit der zeitlichen Streckung der Laserpulse wird auf die Optimierungsparameter eingegangen.

**Notwendigkeit der Intensitätsreduktion:** Zu hohe Laserintensitäten im Fokus im Bereich des Kontrollvolumens können optische Durchbrüche (Ionisierung des Gasgemischs) verursachen. Diese Durchbrüche führen zu einer Überbelichtung der Kameras, einer Verfälschung der Messergebnisse sowie teilweise zu unerwünschter Zündung von Kaltgasen und sollten daher weitgehend ausgeschlossen werden. In Tabelle 3.3 sind einige der Literatur [96] entnommene Intensitäts-Schwellwerte  $I_{SW}$ , bei denen optische Durchbrüche zu erwarten sind, angegeben. Die Werte wurden auf Basis der Literaturwerte linear auf einen Umgebungsdruck von 1013,25 hPa interpoliert.

**Tabelle 3.3:** Intensitäts-Schwellwerte, bei denen optische Durchbrüche zu erwarten sind. Werte auf Basis von Literaturwerten [96] auf einen Umgebungsdruck von 1013,25 hPa interpoliert.

Gas	Luft	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>
$I_{SW}[\text{W cm}^{-2}]$	$8,88 \cdot 10^{12}$	$6,67 \cdot 10^{12}$	$1,83 \cdot 10^{13}$	$1,50 \cdot 10^{13}$	$8,45 \cdot 10^{12}$

Durch Intensitätsspitzen im zeitlichen oder räumlichen Strahlprofil des Lasers sowie Staubpartikel in der Nähe des Laserfokus können im Laborbetrieb jedoch auch deutlich unterhalb dieser Schwellwerte Durchbrüche auftreten. So wurden bei eigenen Tests in ungefilterter Luft Durchbrüche bereits bei einer berechneten Maximalintensität von  $I_{SW} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ W cm}^{-2}$  beobachtet.

Unter Annahme eines Gauß-Strahls mit einem zeitlichen Blockprofil ( $d_t = 7 \text{ ns}$ ), ergibt sich für das oben beschriebene Lasersystem bei einer Pulsenergie von 600 mJ und einem Fokussdurchmesser  $d_{1/e^2} = 200 \mu\text{m}$  eine maximale Intensität von  $I_{max} \approx 5,5 \cdot 10^{11} \text{ W cm}^{-2}$  (z.B. [97]). Die Berücksichtigung eines abweichenden zeitlichen Profils sowie eventuell vorhandener räumlicher Intensitätsspitzen würde diesen Wert noch erhöhen. Es ist also notwendig, die Laserpulse zeitlich zu strecken, um die Maximalintensität im Kontrollvolumen auf ein sicheres Maß zu reduzieren.

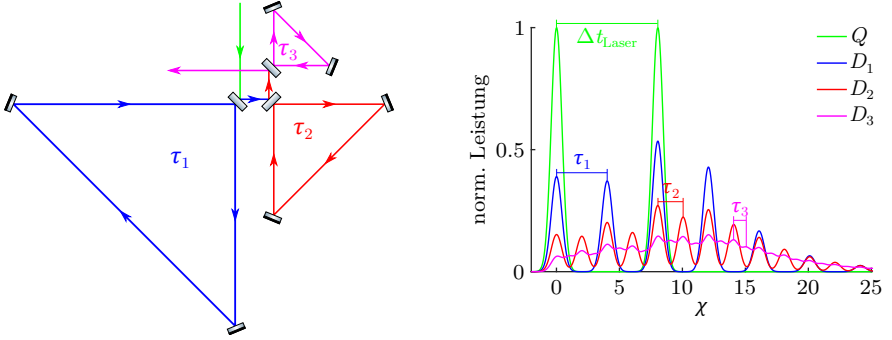
**Berechnung des gestreckten Pulszugs:** Die Auslegung der Verzögerungsstrecke basiert auf einfachen Modellgleichungen [98] unter Vernachlässigung von Verlusten an optischen Elementen. Unter Annahme eines dimensionslosen, normierten gaußförmigen zeitlichen Leistungsverlaufs des Eingangspulses  $Q$  ergibt sich die Ausgangsleistung  $D_1$  der ersten Schleife zu:

$$D_1(\chi) = R_{ST}Q(\chi) + (1 - R_{ST})^2 \sum_{n=1}^N R_{ST}^{n-1}Q(\chi - n\tau_1). \quad (3.1)$$

Hierbei stehen  $\chi = t/d_t$  für die dimensionslose Zeitkoordinate,  $d_t$  für die zeitliche Halbwertsbreite des Eingangspulses,  $R_{ST}$  für die Reflektivität der Strahlteiler,  $\tau_i = \Delta t_i/d_t$  für die dimensionslose Verzögerungszeit der Schleife  $i$  und  $\Delta t_i$  für die Dauer eines Durchgangs durch Schleife  $i$ . Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert den reflektierten Anteil, der nicht in die Schleife eingekoppelt wird. Der zweite Term wird für  $N$  Umläufe des transmittierten Anteils durch die Schleife berechnet und konvergiert nach  $N = 10$  Umläufen weitgehend. Für jede weitere Schleife  $i$  wird dann  $D_{i-1}$  als Eingangsgröße anstelle von  $Q$  verwendet.

Abbildung 3.4 zeigt eine mögliche Anordnung von drei Schleifen mit Verzögerungszeiten von  $\tau_1 = 2 \cdot \tau_2 = 4 \cdot \tau_3 = 4$  und den normierten Leistungsverlauf eines doppelten Eingangspulses (gestaffelt mit  $\Delta t_{Laser}$ ) sowie der Ausgangspulse nach dem Durchlauf durch die einzelnen Schleifen als Funktion der dimensionslosen Zeit  $\chi$ . Die Verläufe wurden

unter Verwendung des oben genannten Modells mit einer Strahlteiler-Reflektivität von  $R_{ST} = 39\%$  errechnet.



**Abbildung 3.4:** Mögliche Anordnung von Schleifen innerhalb einer Verzögerungsstrecke (links), erstellt unter Verwendung von [95]. Zeitlicher Verlauf der normierten Leistung der Eingangspulse  $Q$  und der Ausgangspulse  $D_i$  aus den einzelnen Schleifen (rechts).

**Reflektivität der Strahlteiler:** Für eine einzelne Schleife kann die minimale Spitzenleistung erreicht werden, wenn der am Strahlteiler reflektierte Anteil des Pulses dem ersten aus der Schleife wieder ausgekoppelten Puls entspricht. Dieser erste ausgekoppelte Puls erfährt zwei Transmissionen am Strahlteiler. Unter Vernachlässigung von Verlusten am Strahlteiler und an den Spiegeln ergibt sich die optimale Reflektivität  $R_{ST,opt.}$  damit zu:

$$R_{ST,opt.} = T_{ST,opt.}^2 = (1 - R_{ST,opt.})^2 \approx 38,2\% . \quad (3.2)$$

Die im experimentellen Aufbau am RSM verbauten Strahlteiler sind mit einer Reflektivität von  $R_{ST} = 39\%$  spezifiziert und liegen damit sehr nah am Optimalwert.

**Weglängenverhältnis der Schleifen:** Das optimale Weglängenverhältnis zwischen den Schleifen ist erreicht, wenn jede Schleife die Leistungsminima der vorherigen Schleife auffüllt. Andernfalls kommt es zu Überhöhungen im Leistungsverlauf durch die Überlagerung der Teilpulse. Die genannte Bedingung wird erfüllt, wenn die Laufzeit eines Durchlaufs durch eine Schleife  $\tau_i$  immer ein ganzzahliges Vielfaches der Pulsdauer des Lasers  $d_t$  ist und jede Schleife genau halb so lang ist wie die vorherige. Für drei Schleifen ergibt sich dann eine Staffelung der Verzögerungszeiten von  $\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 4 : 2 : 1$ .

**Anzahl der Schleifen:** Grundsätzlich lässt sich die Maximalleistung am Austritt der Verzögerungsstrecke durch die Verwendung einer großen Anzahl von Schleifen beliebig verringern. Bei ausreichend langen Laufstrecken innerhalb der Schleifen beeinflussen sich die (teil-)reflektierten Pulse nicht gegenseitig und die maximale Leistung entspricht dem jeweils reflektierten Anteil des Eingangspulses. In diesem Fall ist die minimale erreichbare Leistung  $D_i$  nach dem Durchlauf des Eingangspulses  $Q$  durch  $i$  Schleifen unter Vernachlässigung von Verlusten nur noch eine Funktion der Anzahl der Schleifen:

$$D_i = QR_{ST}^i, \text{ wenn } R_{ST} \geq R_{ST,opt.} . \quad (3.3)$$

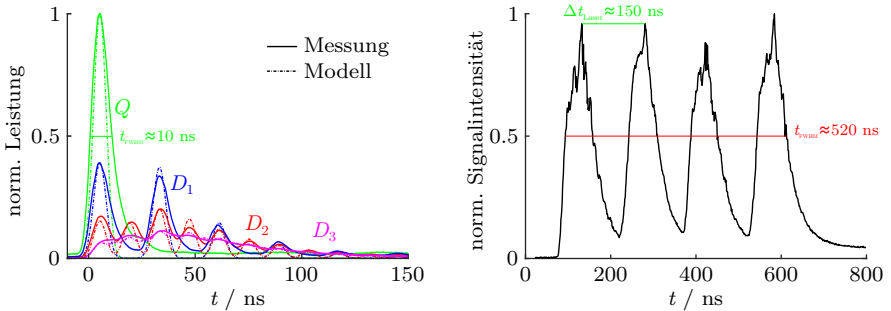
Der Zugewinn an der Reduktion der Spitzenleistung nimmt aber mit jeder hinzugefügten Schleife ab. Wenn das zuvor diskutierte Weglängenverhältnis der Schleifen eingehalten

wird, müssen diese auch immer länger werden. Größere Weglängen bedingen jedoch strengere Anforderungen an die Divergenz des Laserstrahls. Zudem sind realisierbare gerade Weglängen im Labor meist begrenzt, weshalb auch mehr Spiegel eingesetzt werden müssen. Somit steigen abhängig von der Reflektivität der verwendeten Spiegel auch die Verluste an verwendbarer Pulsenergie mit jeder hinzugefügten Schleife. Auch negative Einflüsse realer Spiegeloberflächen auf das Strahlprofil nehmen zu. Ein guter Kompromiss zwischen Intensitätsreduktion, benötigter Laborfläche, Anzahl benötigter Optiken und Justageaufwand sind die am RSM und an der CRF verwendeten Anordnungen von drei Schleifen.

**Zeitliche Staffelung der Laserpulse:** Der Zeitabstand zwischen zwei Laserpulsen sollte so gewählt werden, dass der vorangegangene verzögerte Puls bereits abgeklungen ist, bevor der folgende Puls in die Verzögerungsstrecke eingekoppelt wird. Andernfalls kommt es durch Überlagerung der beiden Pulse zu höheren Maximalintensitäten. Das Detektionssystem ist auf eine Pulsdauer (Halbwertsbreite) im Kontrollvolumen von 500 ns ausgelegt. Ein Zeitabstand von  $\Delta t_{\text{Laser}} = 150 \text{ ns}$  zwischen den vier Laserpulsen hat sich als guter Kompromiss zwischen Dauer des Gesamtpulses und maximaler Intensität im Kontrollvolumen erwiesen.

### Anregungsseite: Der Pulszug im Kontrollvolumen

Abbildung 3.5 zeigt in der linken Bildhälfte den Vergleich des errechneten zeitlichen Verlaufs der normierten Leistung für einen einzelnen Laserpuls und die Ausgangspulse aus drei Schleifen der Verzögerungsstrecke mit über 100 Aufnahmen gemittelten Messwerten. Da für die Messung des zeitlichen Verlaufs Filter unterschiedlicher optischer Dichte eingesetzt werden mussten, kann keine quantitative Aussage über das Verhältnis der Maximalleistungen der Ausgangspulse zum Eingangspuls gemacht werden. Die dargestellten Werte wurden in ihrer Höhe an den jeweils errechneten Verlauf angepasst. In der rechten Bildhälfte ist der zeitliche Verlauf eines Pulszugs im Einzelschuss gezeigt.



**Abbildung 3.5:** Links: Vergleich des errechneten zeitlichen Verlaufs der normierten Leistung für einen Laserpuls und die Ausgangspulse aus drei Schleifen der Verzögerungsstrecke mit gemessenen Werten (Signalintensität am Messgerät, Mittelwert über 100 Aufnahmen). Die Messwerte sind in ihrem Maximum an die Maxima der errechneten Werte angepasst. Rechts: Gemessener Verlauf (normiert) der Intensität eines Pulszugs von vier Eingangspulsen nach dem Durchlauf durch die Verzögerungsstrecke [99].

Der mittlere Strahldurchmesser im Kontrollvolumen, ermittelt aus allen Rayleigh-Aufnahmen in reiner Luft der kompletten Messreihe am RSM ergibt sich zu  $d_{1/e^2} \approx 216 \mu\text{m}$  (CRF-Messreihe:  $197 \mu\text{m}$ ) bei einer Standardabweichung von etwa 12 % (CRF:

10 %). Die Standardabweichung der Lage des Intensitätsmaximums senkrecht zur Strahlrichtung beträgt ca.  $6\text{ }\mu\text{m}$  (CRF:  $5\text{ }\mu\text{m}$ ).

Die Laserenergie im Kontrollvolumen betrug bei den Messungen am RSM typischerweise etwa  $1,6\text{ J}$ , was 77 % der Energie am Laseraustritt entspricht. Die größten Energieverluste (etwa 20 % der Gesamtenergie) werden durch die Verzögerungsstrecke verursacht.

## Detektion

Der prinzipielle Aufbau der Detektionsseite am RSM entspricht in weiten Teilen dem Aufbau zur Detektion von Rayleigh- und Raman-Streuung an der CRF (siehe Abschnitt 3.2.1). Abgesehen von teilweise abweichenden optischen Elementen im Spektrometer beschränken sich die Unterschiede hauptsächlich auf die verwendeten Kamerasysteme. Am RSM wird zur Detektion der Raman-Streuung das gleiche CCD-Modell verwendet wie an der CRF (Princeton Instruments 1300B,  $1300 \times 1340$  Pixel, Pixelgröße  $20\text{ }\mu\text{m}$ ). Am RSM wird die Kamera allerdings thermoelektrisch auf  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$  gekühlt. Anders als an der CRF wird am RSM für die Detektion der Rayleigh-Streuung eine vorderseitig beleuchtete CCD-Kamera (Princeton Instruments Pixis 400F,  $1340 \times 400$  Pixel, Pixelgröße  $20\text{ }\mu\text{m}$ ) eingesetzt, die ebenfalls thermoelektrisch auf  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$  gekühlt wird. Das Scheiben-Shutter-System am RSM ermöglicht etwas kürzere Belichtungszeiten auf dem Raman-Detektor von  $t_{\text{FWHM}} = 3,4\text{ ms}$  (CRF:  $t_{\text{FWHM}} = 3,9\text{ ms}$ ).

Die optischen Vergrößerungsfaktoren ergeben sich für das Rayleigh-System zu etwa 2,06 und für das Raman-System zu etwa 1,7.

## Datenaufnahme

Das System am RSM nimmt mit einer Frequenz von 5 Hz Messdaten auf. Das Kontrollvolumen hat eine räumliche Ausdehnung in Strahlrichtung von 6 mm. Im Vergleich mit den an der CRF aufgenommenen räumlich hochaufgelösten Daten fällt die räumliche Auflösung für die Messungen am RSM gröber aus. Auf dem Chip der Rayleigh-Kamera werden jeweils  $2 \times 2$  Pixel zusammengefasst, die räumliche Diskretisierung beträgt etwa  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Die Abbildung auf der Raman-Kamera wurde in räumlicher Richtung in Bins von zehn Pixeln eingeteilt, wodurch sich eine räumliche Auflösung von etwa  $120\text{ }\mu\text{m}$  ergibt. Die Raman-Kamera wird auch in spektraler Richtung in in Detektionskanäle eingeteilt, wie in Abschnitt 3.3.1 näher beschrieben.

Wie an der CRF werden die Laserpulsenergien für jeden Schuss mit Energiesensoren für die spätere Energiereferenzierung (s. Abschnitt 3.3.2) mitgeschrieben. Außerdem befinden sich im Brennräum Temperatur- und Luftdrucksensoren, deren Messdaten kontinuierlich protokolliert werden. Teilweise wird die Temperatur im Kontrollvolumen bei Messungen in Kaltgasen oder reiner Luft mit einem Thermoelement gemessen und vom Messsystem aufgezeichnet.

### 3.2.3 PIV-/PLIF-Aufbau am RSM

Dieser Unterabschnitt befasst sich mit dem experimentellen Aufbau für die Geschwindigkeitsmessungen und Flammvisualisierungen am RSM. Behandelt werden die Versorgung der Strömung mit Feststoff- und Gasbeimischungen sowie der optische Aufbau der Anregungs- und Detektionsseite.

### Gas- und Partikelversorgung

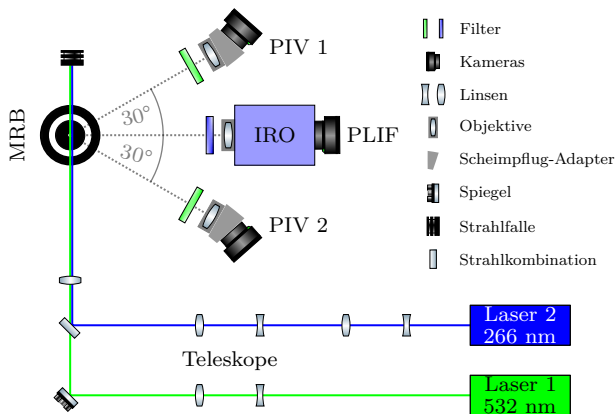
Für die Fluoreszenz-Messungen wurde den Gasströmen je 0,1 % vol. SO<sub>2</sub> über separate Massenfluss-Regler zugefügt. Die Konzentration wurde im Vergleich zu [70] und [72] bewusst niedrig gewählt, um den Einfluss auf die Strömung möglichst gering zu halten und die Belastung der Anlage durch das aggressive Gas zu minimieren.

Zur Geschwindigkeitsmessung wurden der Strömung Aluminiumoxid-Partikel (MAR-TOXID MR-70, Huber Materials) mit einem Durchmesser (Median) von 0.5...0,8 µm beigemischt. Hierzu wurde für Jet, Ringspalt 1 und Ringspalt 2 jeweils ein eigener Feststoff-Seeder zwischen den Massenstrom-Reglern (Bronkhorst) und dem Brenneintritt angeordnet. Die verwendeten Seeder arbeiten nach dem Wirbelschicht-Prinzip und bestehen aus je einem Stahlrohr, das von unten durchströmt wird. Die Partikel lagern auf einer porösen Matrix und werden bei der Durchströmung teilweise vom Gas mitgerissen. Innerhalb der Betriebsgrenzen kann die Menge der austretenden Partikel über die Einstellung des Ventils einer Umgehungsleitung variiert werden. Die Partikeldichte wird während der Messung anhand der aufgenommenen Bilder laufend beurteilt und ggf. angepasst.

### Optischer Aufbau

Der Lichtschnitt der Stereo-PIV wurde mit einem auf 532 nm frequenzverdoppelten Nd:YAG-Doppelpuls-Laser (Gemini 200, New Wave Research) beleuchtet. Die Laserpulse wurden mit einem polarisierenden Strahlteiler auf Pulsenergien von etwa 30 mJ im Kontrollvolumen abgeschwächt, um die Dynamik der Detektoren bestmöglich auszunutzen. Die Dauer eines PIV-Laserpulses betrug etwa 4 ns.

Die Fluoreszenz des SO<sub>2</sub>-Moleküls wurde mit einem auf 266 nm frequenzvervierten Nd:YAG-Laser (SpitLight 400 compact, InnoLas Laser) mit einer Pulsdauer von < 7 ns angeregt. Durch die Variation der Zeitdifferenz zwischen der Auslösung der Blitzlampen und des Güteschalters des Lasers wurde die Pulsenergie auf ebenfalls etwa 30 mJ im Kontrollvolumen eingestellt.



**Abbildung 3.6:** Versuchsaufbau (schematisch) der PIV/PLIF-Versuche am RSM. Erstellt unter Verwendung von [95].

Abbildung 3.6 zeigt eine schematische Darstellung des optischen Aufbaus. Beide Laserstrahlen wurden mittels Teleskopen in vertikaler Richtung aufgeweitet und parallelisiert. Zur Angleichung der Dicke des PLIF-Lichtschnitts auf die des PIV-Schnittes wurde eine zusätzliche horizontale Aufweitung vorgesehen. Die horizontale Fokussierung in das Kontrollvolumen wurde nach dichroidischer Überlagerung durch eine gemeinsame Zylinderlinse realisiert. Die Dicke der PIV-Lichtschnitte im Fokus wurde mit einem Beam Profiler (WinCamD-UCD23, DataRay) zu ca. 350  $\mu\text{m}$  bestimmt. Der Beam Profiler wurde auch eingesetzt, um die räumliche Überlagerung der beiden Pulse des PIV-Lasers vor Beginn und in gewissen Zeitabständen zwischen einzelnen Messpunkten einzustellen.

Zur Einstellung der Dicke des PLIF-Lichtschnitts sowie zur Überlagerung mit den PIV-Schnitten musste jedoch aufgrund mangelnder Sensitivität des Beam Profilers ein anderes Verfahren angewendet werden: Die Laserpulse wurden auf eine im Fokus positionierte Kunststoffolie geleitet. Die durch die Intensität der Laser hinterlassenen Markierungen auf der Folie wurden mit einer Überwachungskamera (WAT-902B, Watec) zehnfach vergrößert aufgenommen und auf einem Bildschirm dargestellt. Die Vermessung der Dicke des Lichtschnitts ergab Werte von etwa 300  $\mu\text{m}$ . Wegen der unbekannten Abhängigkeit der Sensitivität der Kunststoffolie auf die verwendeten Wellenlängen ergeben sich durch dieses Vorgehen in erster Linie Unsicherheiten bezüglich der Dicke des PLIF-Lichtschnittes, in geringerem Maße jedoch auch bezüglich der Genauigkeit der räumlichen Überlagerung mit den PIV-Schnitten.

Durch eine räumliche Traversierung des Brenners können alle Bereiche der Flammenkonfigurationen im Messvolumen positioniert werden.

Die stereoskopische Aufnahme der PIV-Partikelbilder wurde mit zwei im Winkel von 60° zu einander ausgerichteten, auf speziellen Scheimpflug-Adaptoren montierten Kameras (Imager sCMOS, LaVision) mit Objektiven einer Brennweite von  $f = 180 \text{ mm}$  durchgeführt. Das SO<sub>2</sub>-Fluoreszenzsignal wurde mit einem UV-Objektiv (Halle OUC 3.60, Bernhard Halle) auf einen Bildverstärker (IRO 25, LaVision) und anschließend auf eine sCMOS-Kamera (Imager M-lite 2M, LaVision) fokussiert. Sämtliche Detektionsoptiken wurden mit Hitzeschutzschilden (KG, Schott) vor Wärmeeinwirkung geschützt. Um Streulichteinflüsse zu minimieren, wurden zusätzlich Bandpassfilter für die relevanten Wellenlängenbereiche vor den Kameras angeordnet.

Die Triggerung der Laser, der Kameras und des Bildverstärkers wurde mit einer Triggerereinheit (PTU, LaVision) realisiert. Die Aufnahmefrequenz lag bei 10 Hz, der Zeitabstand zwischen zwei PIV-Belichtungen bei 2  $\mu\text{s}$ , wobei Anregung und Detektion des PLIF-Signals zeitlich jeweils mittig zwischen die beiden PIV-Belichtungen gelegt wurden. Für die Steuerung der Messung und die Kommunikation zwischen Kameras und Messrechner wurde die Software DaVis 8.4 (LaVision) verwendet.

Der Abstand der Detektionseinheiten zur Mittelebene des Brenners betrug 550 mm (PIV) bzw. 415 mm (PLIF). Die Dimension des gesamten gemessenen Bereichs beträgt 60 mm  $\times$  105 mm, wobei der Messbereich etwa 2 mm über dem Brenneraustritt beginnt, da unterhalb zu starke Reflexionen am Brennerkörper die Bilder beeinträchtigen. Der Messbereich ragt etwa 5 mm über die Brennerachse hinaus, womit sich ein gemessener Bereich von  $r = -5...55 \text{ mm}$  und  $h = 2...107 \text{ mm}$  ergibt. Das Sichtfeld wurde durch die Größe des Chips der PLIF-Kamera beschränkt und betrug 40 mm  $\times$  30 mm. Zudem wurden die einzelnen Sichtfelder jeweils um einige Millimeter überlappt, so dass zur Messung des gesamten Feldes sieben Messpositionen erforderlich waren.

Für die nichtreagierenden Konfigurationen wurden an jeder Messposition jeweils 500, für die reagierenden Konfigurationen jeweils 1500 Aufnahmen gemacht.



Die optische Auflösung wurde unter Verwendung eines von Aufnahmen eines Siemenssterns auf etwa  $100\text{ }\mu\text{m}$  (PIV) bzw.  $150\text{ }\mu\text{m}$  (PLIF) geschätzt. Hierzu wurde der minimale Durchmesser bestimmt, auf dem die Segmente des Siemenssterns auf den Aufnahmen des Messsystems noch voneinander zu unterscheiden sind. Zu beachten ist, dass die optische Auflösung des PIV-Systems nicht der Auflösung des ausgewerteten Vektorfeldes entspricht.

Die Einstellung des Zeitintervalls  $\Delta t$  zwischen den einzelnen Belichtungen einer PIV-Aufnahme stellt bei den MRB-Konfigurationen eine besondere Herausforderung dar. Im Bereich der Scherschicht zwischen Jet und Rezirkulationszone treten eng beieinander Geschwindigkeiten auf, die sich um 3 Größenordnungen unterscheiden. Für die Messungen am MRB wurde ein Wert von  $\Delta t = 2\text{ }\mu\text{s}$  gewählt. So können die Rezirkulationszone und die Strömung von Ring 2 gut abgebildet werden, es sind aber Fehler im Bereich der sehr hohen Geschwindigkeiten der Jet-Strömung zu erwarten.

### 3.3 Auswertung der Skalar­daten

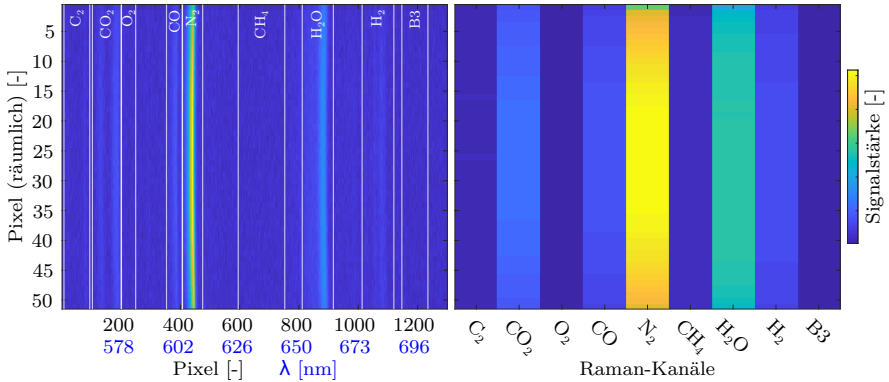
Dieser Abschnitt behandelt die notwendigen Schritte zur Auswertung der an der CRF und am RSM durchgeführten Skalarmessungen. Diese Schritte umfassen die Vorbereitung der Rohdaten, die Kalibration und die Berechnung von Temperaturen und Spezieskonzentrationen.

#### 3.3.1 Die hybride Matrix-Inversions-Methode

Für die Auswertung der an der CRF und am RSM aufgenommenen Skalar­daten wurde die hybride Matrix-Inversions-Methode (MI) [61, 65] verwendet. Dieser Unterabschnitt behandelt Aspekte der Datenaufnahme, der Erstellung der spektralen Bibliotheken und der Berechnung der Temperatur und der Spezieskonzentrationen.

##### Binning

Als Eingangsdaten für die hybride MI dienen die Signale in Kanälen auf der Raman-Kamera, die der Streuung der jeweiligen Spezies zugeordnet sind. Diese Kanäle umfassen spektrale Bereiche auf dem CCD-Chip der Kamera, die hardwareseitig im Ausleseregister zusammengefasst (gebinnt) werden. Durch dieses spektrale Binning gehen zwar spektrale Informationen verloren, jedoch erhöht sich durch das reduzierte Ausleserauschen der Kamera die Präzision des Experiments [65]. Abbildung 3.7 zeigt am Beispiel einer über 50 Samples gemittelten Aufnahme im Abgas einer brennstoffreichen Konfiguration der Flachflamme ( $\phi = 1,3$ ) das Signal auf der Raman-Kamera nach Abzug des Hintergrundes. In der linken Bildhälfte ist die spektral aufgelöste (ungebinnte) Aufnahme zu sehen. Die spektrale Koordinate ist in Kamerapixeln und korrespondierenden Wellenlängen des Signals gegeben. In der rechten Bildhälfte ist die zugehörige gebinn­te Aufnahme gezeigt. Die Raman-Kanäle umfassen die in der linken Bildhälfte angedeuteten und in Tabelle 3.4 angegebenen spektralen Bereiche. Neben den Kanälen für die Ramanantworten der zu vermessenden Spezies werden noch ein Kanal B3 für Hintergrundstrahlung und ein Kanal  $C_2$  für Interferenzen aus Fluoreszenzprozessen festgelegt. Die spektrale Lage der Binning-Regionen wurde an der CRF über einen langen Zeitraum optimiert. Daher wurden diese Binning-Regionen für die Messungen am RSM unter Berücksichtigung der anlagenspezifisch verschiedenen Dispersion (s. nächster Unterabschnitt) übernommen.



**Abbildung 3.7:** Signal auf der Raman-Kamera bei spektral aufgelöster (links) und gebinnter Aufnahme (rechts) im Abgas der Flachflamme ( $\phi = 1,3$ ), aufgenommen am RSM. Gezeigt ist jeweils der Mittelwert von 50 Aufnahmen nach Abzug des Hintergrundes. Die den Raman-Kanälen im gebinn­ten Bild entsprechenden Binning-Regionen sind in der Darstellung der spektral aufgelösten Aufnahme angedeutet. Die räumliche Koordinate umfasst 51 Superpixel, was einer Länge des Kontrollvolumens von etwa 6 mm entspricht.

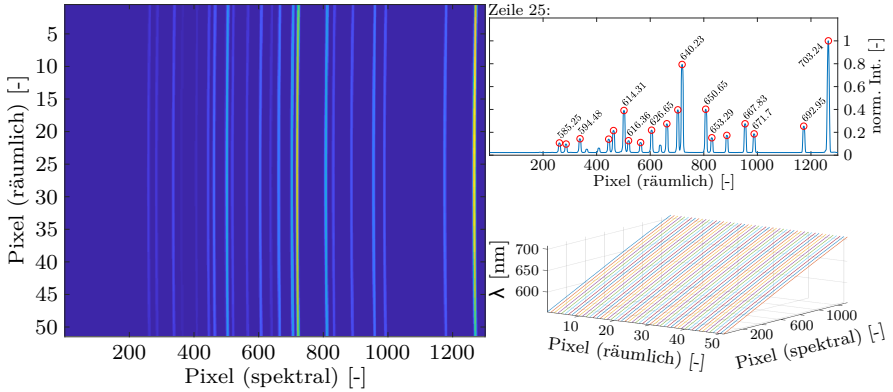
**Tabelle 3.4:** Wellenlängenbereiche der Raman-Kanäle.

Kanal	Wellenlänge (nm)	
C <sub>2</sub>	554,7	- 565,2
CO <sub>2</sub>	566,3	- 577,9
O <sub>2</sub>	578,0	- 583,8
CO	596,2	- 602,7
N <sub>2</sub>	602,8	- 611,0
CH <sub>4</sub>	625,4	- 644,1
H <sub>2</sub> O	651,1	- 663,3
H <sub>2</sub>	674,5	- 686,8
B <sub>3</sub>	689,9	- 699,9

Die räumliche Ausdehnung des Kontrollvolumens umfasst etwa 6 mm. Für die Aufnahmen am RSM wurde ein räumliches Binning von 10 Pixeln verwendet, was einer Auflösung von etwa 120  $\mu\text{m}$  entspricht. Das räumliche Binning der Raman-Kamera an der CRF konnte dank eines bei der Auswertung verwendeten Entrauschungs-Algorithmus (s. Abschnitt 3.3.2) auf nur zwei Pixel reduziert werden (entsprechend einer räumlichen Diskretisierung von 20  $\mu\text{m}$ ).

## Dispersion

Die Dispersionsfunktion ordnet jedem Pixel auf der Raman-Kamera die Wellenlänge der detektierten Strahlung zu (s. Abbildung 3.8, unten rechts). Auf Basis der Dispersionsfunktion wurden die Binning-Regionen für die Messungen am RSM festgelegt. Die hieraus resultierenden spektralen Bereiche der einzelnen Regionen sind im weiteren Verlauf auch die Grundlage für die Integration der zu erwartenden Signalintensitäten (s. nächster Unterabschnitt). Abbildung 3.8 illustriert die Vorgehensweise zur Erstellung der Dispersions-



**Abbildung 3.8:** Erstellung der Dispersionsfunktion: Aufnahme der Neonlampe auf der Raman-Kamera am RSM (links), gemittelt. Intensitätsverlauf auf der mittleren Kamerazeile (Zeile 25) und einige detektierte Maxima mit korrespondierender Wellenlänge (oben rechts). Dreidimensionale Darstellung der errechneten Dispersionsfunktion (unten rechts).

funktion. Spektral aufgelöst wird das Bild eines schmalen Spalts (Breite  $100\text{ }\mu\text{m}$ ) aufgenommen, der im Kontrollvolumen positioniert und rückseitig von einer Neon-Niederdruck-Entladungslampe (LOT-Oriel) mit bekanntem Emissionsspektrum beleuchtet wird (Abbildung 3.8, links). Für die Krümmung der Spektrallinien ist das optische Gitter im Spektrometer verantwortlich [100]. Dieser Effekt wird durch die Verwendung einer pixelweisen Dispersionsfunktion für den gesamten Aufnahmebereich kompensiert.

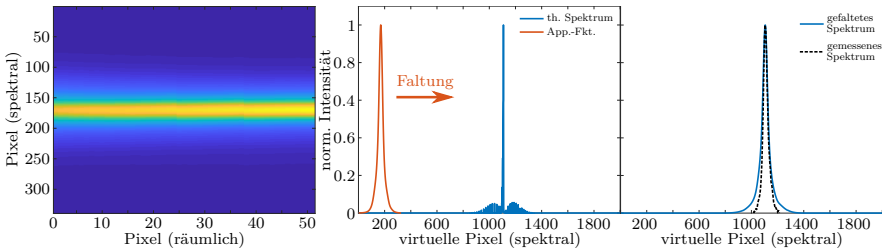
In der Aufnahme werden zeilenweise Intensitätsmaxima detektiert und den jeweiligen Spektrallinien der Lampe zugeordnet (am Beispiel der mittleren Zeile dargestellt in Abbildung 3.8, oben rechts). Die Dispersionsfunktion wird auf dieser Basis für jeden Pixel linear inter- bzw. extrapoliert und tabelliert (Abbildung 3.8, unten rechts). Eine Inter- oder Extrapolation höherer Ordnung oder ein Spline-Fit sind prinzipiell möglich, bieten aber keine nennenswerten Vorteile, da die Dispersion (wie in der Abbildung zu sehen) in sehr guter Näherung linear verläuft.

### Erstellung der tabellierten Antwortfunktionen

Aus den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen simulierten Spektren werden für die Auswertung der Messdaten mit der Methode der hybriden MI tabellierte Antwortfunktionen für die Spezies und das Übersprechen zwischen den Spezies erstellt. Die Spektren umfassen die in Abschnitt 2.3.1 genannten Übergänge der Spezies  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{H}_2$  im Temperaturbereich  $250\text{ K} \leq T \leq 2500\text{ K}$ . Die simulierten theoretischen Spektren wurden mit einer virtuellen Abbildungsfunktion von einem Pixel Breite auf einem virtuellen Kamerachip mit einer Breite von 6500 Pixeln erstellt. Daher müssen die Abbildungseigenschaften des Spektrometers, die aus den verwendeten Optiken resultieren, noch mittels einer Apparatfunktion berücksichtigt werden.

Da die zu detektierende Rayleigh- und Raman-Streuung weite Teile des Strahlenganges und damit die meisten optischen Elemente gemeinsam durchlaufen, kann die Apparatfunktion für die Abbildung des Probevolumens auf der Raman-Kamera mit einer Aufnahme der Rayleigh-Streuung in reiner Luft angenähert werden. Die Apparatfunktion kann

dann in einem weiteren Schritt über einen Abgleich einer spektral aufgelösten Raman-Aufnahme in reinem Stickstoff mit dem Ergebnis der Faltung des theoretischen Stickstoffspektrums mit der näherungsweise Apparatefunktion iterativ optimiert werden. Von dieser Optimierung wurde in der vorliegenden Arbeit jedoch abgesehen. Aufgrund der großen spektralen Ausdehnung der Binning-Kanäle im Vergleich zur Breite einer Spektrallinie (vgl. Abbildung 3.7) sind größere Fehler durch diese Vereinfachung allenfalls an den Rändern des Kontrollvolumens, verursacht durch die Krümmung der Spektren, zu erwarten. Diese Krümmung wird allerdings bereits durch die pixelweise erstellte Dispersionsfunktion berücksichtigt.



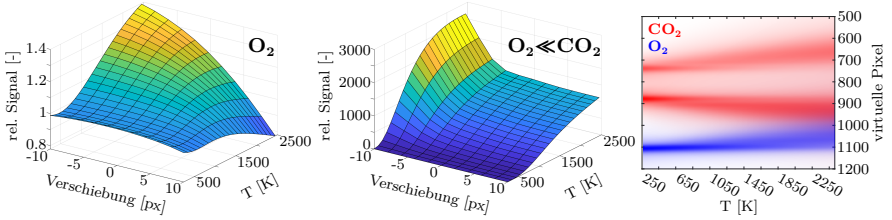
**Abbildung 3.9:** Faltung der theoretischen Spektren mit der Apparatefunktion für den Versuchsaufbau am RSM. Die Apparatefunktion ist links abgebildet, der Vorgang der Faltung mit den theoretischen Spektren auf dem virtuellen Kamerachip, hier beispielhaft  $O_2$  bei Raumtemperatur, in der Mitte. Im rechten Bild ist das gefaltete Spektrum im Vergleich zu einem spektral aufgelösten Spektrum in reiner Luft, übertragen auf den virtuellen Chip, zu sehen.

Abbildung 3.9 illustriert den Vorgang der Faltung der theoretischen Spektren mit der Apparatefunktion des Messaufbaus am RSM. Im linken Bild ist die Apparatefunktion, die einer Rayleigh-Aufnahme in reiner Luft übertragen auf einen virtuellen Raman-Kamerachip entspricht, zu sehen. Im mittleren Bild ist das theoretische Spektrum von  $O_2$  bei Raumtemperatur auf dem virtuellen Kamerachip in blau dargestellt. Angedeutet ist die Faltung mit der in rot dargestellten Apparatefunktion für die mittlere Pixelspalte (räumlicher Pixel 150). Die hieraus resultierenden gefalteten Spektren (Bild rechts) werden für den gesamten Temperaturbereich erstellt. Das rechte Bild zeigt zum Vergleich auch das gemessene Spektrum aus einer spektral aufgelösten Aufnahme in reiner Luft. Das gemessene Spektrum wurde für diese Darstellung unter Verwendung der Dispersionsfunktion auf den virtuellen Chip übertragen.

Im nächsten Schritt werden die gefalteten Spektren der Spezies, aber auch der auf sie übersprechenden Spezies, innerhalb ihrer jeweiligen Binning-Regionen integriert. Hieraus ergeben sich die tabellierten erwarteten Signalintensitäten für jeden Raman-Kanal. Da sich eine Abweichung der Lage des Lasers auch direkt auf die spektrale Abbildung auswirkt, werden zusätzlich auch die Antworten bei Positionsabweichungen von  $\pm 10$  Pixeln integriert und tabelliert. Die Lage des Laserstrahls wird im Rahmen der Auswertung aus den Rayleigh-Aufnahmen ermittelt.

Abbildung 3.10 stellt die erwarteten Signalstärken für  $O_2$  (links) sowie die Übersprechfunktion  $O_2 \ll CO_2$  (Mitte) relativ zur Signalstärke bei  $T = 290$  K im gesamten Temperaturbereich und für alle berechneten Positionsabweichungen dar. Die starke Abhängigkeit von der Position des Lasers bei hohen Temperaturen sowie die generell hohen Werte der Übersprechfunktion liegen im spektralen Überlappen der beiden Spezies begründet. Die rechte Abbildung verdeutlicht diese Problematik anhand der gemeinsamen Darstel-

lung der gefalteten Spektren auf dem virtuellen Chip. Besonders bei hohen Temperaturen überschneiden sich die Spektren deutlich.



**Abbildung 3.10:** Tabellierte Raman-Antworten für  $O_2$  (links) sowie die Übersprechfunktion  $O_2 \ll CO_2$  (Mitte) relativ zur Signalstärke bei  $T = 290$  K. Im rechten Bild ist das Überlappen der Spektren der beiden Spezies auf dem virtuellen Kamerachip dargestellt.

### Berechnung von Spezieskonzentrationen und Temperatur

Zur Berechnung der Spezieskonzentrationen  $N_j$  aus der Stärke des detektierten Signals  $S_i$  wird folgender Zusammenhang verwendet:

$$S_i = m_{ij} \circ c_{ij}(T) N_j. \quad (3.4)$$

Die Matrixelemente  $c_{ij}(T)$  stehen hier für die im vorigen Abschnitt erläuterten Antwort- bzw. Übersprechfunktionen und  $m_{ij}$  für ihre aus einer Kalibration zu gewinnenden Vorfaktoren. Da die Zielgrößen der Messung die Spezieskonzentrationen sind, muss die Gleichung invertiert werden:

$$\begin{bmatrix} N_{CO_2} \\ N_{O_2} \\ N_{CO} \\ N_{N_2} \\ N_{CH_4} \\ N_{H_2O} \\ N_{H_2} \\ N_{COLIF} \\ \tilde{N}_{C_2} \\ \tilde{N}_{B3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{1,1} & c_{1,2} & & c_{1,5} & c_{1,6} & c_{1,7} & & c_{1,9} & c_{1,10} \\ c_{2,1} & c_{2,2} & & c_{2,5} & c_{2,6} & c_{2,7} & & c_{2,9} & c_{2,10} \\ & & c_{3,3} & c_{3,4} & c_{3,5} & & c_{3,7} & c_{3,9} & c_{3,10} \\ & & c_{4,3} & c_{4,4} & c_{4,5} & & & c_{4,9} & c_{4,10} \\ & & & & c_{5,5} & c_{5,6} & & c_{5,9} & c_{5,10} \\ & & & & & c_{6,6} & c_{6,7} & c_{6,9} & c_{6,10} \\ & & & & & c_{7,6} & c_{7,7} & c_{7,9} & c_{7,10} \\ c_{8,1} & & & & & & & c_{8,8} & c_{8,10} \\ & & & c_{9,5} & & c_{9,7} & & c_{9,9} & c_{9,10} \\ & & & & & & & & c_{10,10} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} S_{CO_2} \\ S_{O_2} \\ S_{CO} \\ S_{N_2} \\ S_{CH_4} \\ S_{H_2O} \\ S_{H_2} \\ S_{COLIF} \\ S_{C_2} \\ S_{B3} \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Auf der Hauptdiagonalen stehen die Antwortfunktionen der Spezies  $c_{ii}$ , auf den Nebendiagonalen die Übersprechfunktionen  $c_{ij}$  der Spezies  $j$  auf die Spezies  $i$ . Die Temperaturabhängigkeit der Matrixelemente wurde in Gleichung 3.5 zugunsten der Übersichtlichkeit nicht dargestellt, ebenso die Vorfaktoren  $m_{ij}$ . Dennoch wird einerseits die Kenntnis der Temperatur zur Datenauswertung benötigt, andererseits muss die Zusammensetzung im Kontrollvolumen bekannt sein, um die Temperatur aus der Intensität der Rayleigh-Streuung zu ermitteln (vgl. Gleichungen 2.28 und 2.29), da der effektive

Rayleigh-Streuquerschnitt zur Berechnung benötigt wird. Daher wird die Temperatur zunächst unter Annahme eines initialen Rayleigh-Streuquerschnitts errechnet. Die Berechnung von Konzentrationen und Temperaturen erfolgt dann iterativ, bis eine Konvergenz (Differenz zwischen zwei Iterationen) von  $< 1$  K erreicht ist.

Die in den folgenden Abschnitten erläuterte Kalibration des Messsystems basiert vorrangig auf der Anpassung von Vorfaktoren  $m_{ij}$  (Multiplikatoren) der Matrixelemente  $c_{ij}$ , die in Gleichung 3.5 jedoch nicht dargestellt sind.

### 3.3.2 Vorbereitung der Rohdaten

Vor der Kalibration der Vorfaktoren für die hybride MI und der Auswertung der Messdaten müssen die im Experiment aufgenommenen Rohdaten noch einigen Korrekturen unterzogen werden. Die folgenden Abschnitte erläutern die durchgeführten Vorbehandlungen der Messdaten.

#### Dunkelbildabzug

Im Laufe eines Messtages werden in regelmäßigen Abständen (etwa stündlich) Dunkelbilder mit allen Kameras aufgenommen. Hierbei werden Flammen und Laser abgeschaltet. Aufgenommen werden jeweils 100 Samples, deren Mittelwert im Anschluss von allen folgenden Aufnahmen der Messung abgezogen wird. Der Dunkelbildabzug dient der Kompensation von Einflüssen des Umgebungslichts sowie des Dunkelstromrauschens der Kamerachips.

#### Energierferenz

Fluktuationen der Laserenergie schlagen sich in der Gesamtintensität der Aufnahmen nieder. Um den Einfluss dieser Fluktuationen zu minimieren, wird die Schussenergie jedes einzelnen Laserpulses mit einem Energiemesskopf gemessen und mitgeschrieben. Die einzelnen Aufnahmen der Messung werden dann mit der gemessenen Laserenergie korrigiert.

#### Hintergrundkorrektur

Das Hintergrundsignal bzw. Rauschen der Kameras unterliegt zeitlichen Schwankungen durch thermischen Drift oder Änderungen an der Umgebung. Da über den Messtag hinweg in regelmäßigen Abständen Aufnahmen in reiner Luft erstellt werden, bietet sich die Korrektur des Hintergrund-Drifts mittels des Signals in einem Kanal an, der in reiner Luft kein Signal beinhalten sollte. Aufgrund der Größe des Kanals und des damit verbundenen hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wird hierfür der  $\text{CH}_4$ -Kanal verwendet. Die Korrektur wird mit dem Faktor durchgeführt, der das Signal im  $\text{CH}_4$ -Kanal zu Null berichtigt. Dieser Faktor wird mit der jeweiligen Binning-Größe der anderen Kanäle verrechnet und auf die Aufnahmen angewendet.

Eine weitere Korrektur soll Einflüsse von Reflexionen des anregenden Lasers kompensieren, die auf verschiedenen Wegen zu den Kameras gelangen können. Es wird angenommen, dass dieses Laserstreulicht gleichmäßig an allen Stellen der Kamerachips ankommt und linear von der anregenden Laserintensität abhängt. Am Anfang des Messtages werden Aufnahmen in reiner Luft durchgeführt, für die die anregende Laserenergie um etwa die Hälfte reduziert wird. Der Korrekturfaktor für das Laserstreulicht wird dann aus einer linearen Interpolation zwischen dem Signal im Hintergrundkanal B3 der Luftaufnahmen

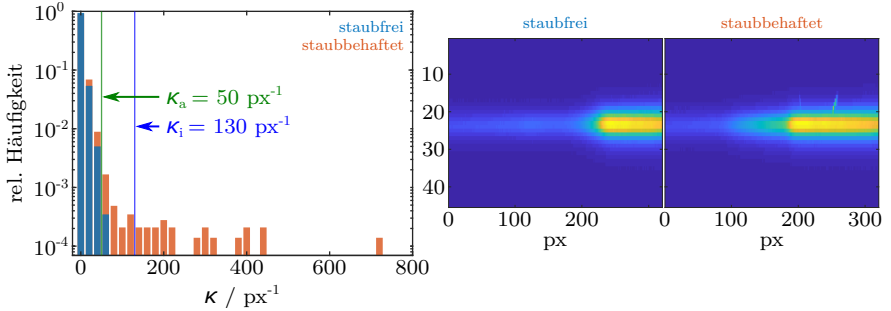
mit verringerter Energie und der Luftaufnahmen mit voller Energie auf Basis der im Einzelschuss gemessenen Energie der zu korrigierenden Aufnahme ermittelt. Die unterschiedlichen Binning-Größen der Raman-Kanäle werden bei dieser Korrektur auch berücksichtigt. Üblicherweise ist die Auswirkung dieses Verfahrens auf die gemessenen Spezieskonzentrationen gering. Im Falle der Messungen an der CRF führte diese Korrektur jedoch teilweise zu negativen Werten der Konzentration von  $\text{H}_2$ , weswegen von der Anwendung auf diese Messreihe abgesehen wurde. Eine Verbesserung der Streulichtkorrektur könnte vermutlich durch eine wiederholte Ermittlung des Korrekturfaktors (wie etwa bei der Korrektur des Hintergrund-Drifts) während des Messtages erzielt werden, um eine evtl. fehlerhafte initiale Messung zu kompensieren und um Veränderungen von Streulicht-Effekten über den Messtag berücksichtigen zu können.

#### ***Flat field correction***

Durch Randlichtabfall an den optischen Elementen des Spektrometers, aber auch durch die geringere Fokussierung des anregenden Lasers an den Rändern des Messvolumens, ist der Verlauf des Rohsignals in den einzelnen Raman-Kanälen auch bei räumlich homogener Spezieskonzentration nicht konstant, sondern fällt zu den Rändern hin ab. Dies gilt ebenso für das Signal auf der Rayleigh-Kamera bei homogener Temperatur im Messvolumen. Dieser Effekt wird durch die *Flat field correction* kompensiert. Hierzu werden in erster Linie Messungen der in den folgenden Abschnitten besprochenen Kaltgase bekannter Zusammensetzung, teilweise aber auch Messungen im Abgas der Flachflamme verwendet (siehe auch Abschnitt 3.3.3). Aus diesen Messungen in räumlich homogenen Gemischen wird eine Tabelle erstellt, die für jede Spezies und jedes räumliche Inkrement einen Faktor enthält, mit dem dann später das Signal multipliziert wird.

#### **Entfernung von Staub**

Insbesondere die Temperaturmessung mittels Rayleigh-Streuung reagiert empfindlich auf Staubpartikel im Messvolumen und in der unmittelbaren Umgebung, da die an den Partikeln stattfindende Mie-Streuung bei der gleichen Wellenlänge stattfindet. Dadurch werden im Bereich des Partikels fehlerhafte Temperaturen gemessen. Bei beiden Messreihen kam es in verschiedenen Bereichen der Flamme zu einem erhöhtem Aufkommen von Staub in der Strömung: An der CRF fehlte ein Staubfilter in der Luftzuleitung für Ring 2 des MRB, sodass insbesondere im unverbrannten Teil der Strömung aus Ring 2 viele Aufnahmen nachbearbeitet werden mussten. Am RSM sind zwar alle Leitungen mit entsprechenden Filtern ausgerüstet, durch die hohe benötigte Abzugsleistung musste jedoch die Raumluftversorgung mit hoher Leistung betrieben werden, wodurch im Brennerraum vermutlich viel Staub aufgewirbelt wurde. Hier musste hauptsächlich auf großen Radian im Bereich der Co-Flow-Strömung nachgearbeitet werden. Die Detektion von Staubpartikeln basiert auf einer zeilenweisen Abtastung der Rayleigh-Aufnahmen in Strahlrichtung. Krümmungswerte im Intensitätsverlauf entlang einer Zeile oberhalb eines festgelegten Schwellwerts identifizieren einen Partikel. Benachbarte Pixel mit erhöhten Krümmungswerten werden zu einem Partikel zusammengefasst. Die Festlegung dieses Schwellwertes resultiert aus der Häufigkeitsverteilung der Krümmungswerte in einem Satz von staubfreien Aufnahmen. Der Schwellwert wird so angesetzt, dass er in einem hinreichend großen Abstand zu den größten nicht durch Staub verursachten Krümmungswerten liegt, damit ausschließlich tatsächliche Partikel detektiert werden. Für Bereiche innerhalb und außerhalb des Laserstrahls müssen unterschiedliche Werte angesetzt werden, da innerhalb des Laserstrahls auch erhöhte Krümmungswerte durch Flammenfrontdurchgänge verursacht werden kön-



**Abbildung 3.11:** Häufigkeitsverteilung der Krümmungswerte  $\kappa$  in staubfreien und staubbehafteten Rayleigh-Aufnahmen (links). Senkrechte Linien markieren die festgelegten Schwellwerte für Krümmungswerte innerhalb des Laserstrahls ( $\kappa_i$ ) und außerhalb ( $\kappa_a$ ). Die zugehörigen Rayleigh-Aufnahmen sind in der rechten Bildhälfte dargestellt.

nen. Durch dieses Verfahren eventuell nicht detektierte Staubpartikel zeichnen sich durch eine relativ geringe Krümmung aus, weshalb von diesen auch nur ein geringer Einfluss auf die Ergebnisse ausgeht. Die Häufigkeitsverteilungen der Krümmungswerte eines Satzes staubfreier sowie einer staubbehafteten Einzelaufnahme sind in Abbildung 3.11 dargestellt.

Zur Korrektur werden die Intensitätswerte der als Partikel identifizierten Pixel durch eine zweidimensionale lineare Interpolation der Intensität der umliegenden (partikelfreien) Pixel ersetzt.

### Fehlerhafte Aufnahmen

Neben Staubpartikeln kann auch kosmische Strahlung auf den Rohbildern der Kameras fehlerhafte Intensitätswerte verursachen. Diese sind aufgrund ihrer meist auf einzelne Pixel begrenzten Ausdehnung (*hot pixels*) einfach zu detektieren. Aufnahmen, die *hot pixels* enthalten, werden verworfen.

Außerdem aussortiert werden Einzelschüsse mit einer Laserpulsenergie oder einer Signalintensität im Hintergrundkanal B3, die um mehr als 3,5 Standardabweichungen vom Mittelwert eines Aufnahmesatzes (ein Satz umfasst meist 100...500 Aufnahmen) abweicht.

### Wavelet Adaptive Thresholding Algorithm (WATR)

Die Messungen an der CRF wurden mit einer räumlichen Auflösung von  $20 \mu\text{m}$  aufgenommen, was deutlich unterhalb der eigentlichen optischen Auflösung des Systems von  $60 \mu\text{m}$  [101] liegt. Eine sinnvolle Auswertung dieser Messdaten wird durch die WATR-Methode ermöglicht. Die Methode ist in [101] und [102] ausführlich beschreiben, daher folgt an dieser Stelle nur ein kurzer Überblick.

Der Entrauschungsalgorithmus hat das Ziel, Rauschen bei minimaler Einschränkung des räumlichen Auflösungsvermögens und weitgehender Erhaltung der Gradienteninformationen zu reduzieren. Der Hauptunterschied zu üblicherweise verwendeten waveletbasierten Entrauschungsverfahren [103] ist die lokale Bestimmung eines Schwellwertes (*threshold*) auf Basis des Signalniveaus und kameraspezifischer Parameter wie Ausleserauschen und



Signalverstärkung (*gain*). Hierzu wird eine umfangreiche Charakterisierung der Detektoren benötigt, die für den Messaufbau am RSM noch nicht vorliegt. Daher wurden die Messdaten am RSM mit einer niedrigeren räumlichen Auflösung zugunsten eines besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses aufgenommen.

Die Anwendung des WATR-Algorithmus überkompensiert die negativen Effekte auf die Präzision, die durch das höhere Rauschen bei geringeren räumlichen Binning-Breiten verursacht wird [101].

### 3.3.3 Kalibrationsprozess

Zur Kalibration der Vorfaktoren für die hybride MI werden verschiedene reagierende und nicht-reagierende Strömungen vermessen, deren Temperaturen und Spezieskonzentrationen bekannt sind. Die Optimierung der Parameter basiert dabei meist auf der Verringerung der Abweichung von theoretischen Werten unter Verwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Die folgenden Abschnitte besprechen die einzelnen Schritte der Kalibration weitgehend in der Reihenfolge der Durchführung. Letztendlich sind jedoch in der Regel mehrere Iterationen des Optimierungsprozesses und Kompromisse zwischen den Ergebnissen der einzelnen Schritte erforderlich. Hierauf wird gegen Ende dieses Unterkapitels weiter eingegangen.

#### Kalte Kalibrationsgase

Der erste Schritt der Kalibration der Vorfaktoren  $c_{ij}$  für die hybride MI ist die Vermessung von Gasen bekannter Zusammensetzung bei Raumtemperatur. Messungen in trockener Luft werden dabei in regelmäßigen Abständen (etwa stündlich) im Laufe des Messtages wiederholt, wohingegen die Messungen der Kalibrationsgase jeweils am Beginn und teilweise auch am Ende des Messtages durchgeführt werden. Folgende Gase werden für die Kalibration verwendet:

- Trockene Luft:  $\text{N}_2/\text{O}_2/\text{Ar}/\text{CO}_2$  (78,08/20,95/0,93/0,0397 Vol-%, Annahme)
- $\text{CH}_4$  (> 99,5 Vol-%, Spezifikation)
- $\text{H}_2$  (> 99,9 Vol-%, Spezifikation)
- $\text{CH}_4/\text{N}_2$  (20/80 Vol-%)
- $\text{CO}_2/\text{N}_2$  (20/80 Vol-%)
- $\text{CO}/\text{H}_2/\text{N}_2$  (1,99/35,00/63,00 Vol-%, Spezifikation).

**Trockene Luft:** Aus den Messungen in trockener Luft werden die Vorfaktoren für  $\text{N}_2$  und  $\text{O}_2$  sowie für das Übersprechen von  $\text{O}_2$  auf  $\text{CO}_2$  ( $\text{CO}_2 \ll \text{O}_2$ ) kalibriert. Auch die Verstärkungsfaktoren für Rayleigh (*Rayleigh-Gain*) und Raman (*YAG-Gain*) werden eingestellt, sodass aus den Signalen die jeweils korrekte Rayleigh-Temperatur  $T_{\text{Ray}}$  bzw. Idealgas-Temperatur  $T_{\text{pg}}$  berechnet werden. Die Temperatur im Kontrollvolumen wird für diese Versuche mit einem Thermoelement mitgeschrieben.

**$\text{CH}_4$ -Reingas:** Mit der Vermessung von reinem Methan können der Multiplikator für  $\text{CH}_4$  sowie sämtliche Multiplikatoren für das Übersprechen von Methan auf die anderen Spezies eingestellt werden. Aufgrund des großen Streuquerschnitts von Methan muss diese Messung mit verringerter Laserenergie durchgeführt werden, um eine Überbelichtung der Rayleigh-Kamera und eventuelle Durchbrüche im Kontrollvolumen zu vermeiden.

**$\text{H}_2$ -Reingas:** Die Multiplikatoren für  $\text{H}_2$  und das Übersprechen von  $\text{H}_2$  auf alle anderen Spezies werden anhand einer Messung in reinem Wasserstoff ermittelt.

**Übrige Kalibrationsgase:** Die übrigen Kalibrationsgase werden zur initialen Einstellung der Vorfaktoren für die jeweils enthaltenen Spezies und für die zuvor beschriebene *Flat field correction* eingesetzt.

### Flachflamme

Die Kalibration im Abgas oberhalb des Flachflammenbrenners dient der Einstellung der Vorfaktoren der Koeffizienten der MI bei hohen Temperaturen, wie sie auch in den Ziel­flammen zu erwarten sind. Abbildung 3.12 zeigt eine Schnittansicht eines Brenners, wie er an der CRF eingesetzt wird. Am RSM kommt eine vergleichbare Konstruktion zum Einsatz.

Die Strömung wird beim Durchgang durch den Brenner durch zwei Kugelpackungen und zwei Lagen einer porösen Sinterbronze homogenisiert. Der Hauptaustrittsdurchmesser ist mit 60 mm bewusst groß gewählt, um die Wahrscheinlichkeit von Kontaminationen aus der Umgebungsluft sowie Wärmeverluste an die Umgebung zu minimieren. Zusätzlich ist der Hauptstrom von einem Co-Flow aus reinem Stickstoff umgeben. Das Messvolumen (6 mm) wird zentral in einer Höhe von etwa 20 mm über dem Austritt angeordnet. Das Brennstoff-Luft-Gemisch verlässt den Brenner in einer laminaren Strömung, deren Geschwindigkeit an die jeweilige laminare Brenngeschwindigkeit angepasst wird, um eine stationäre Flamme zu gewährleisten. Zu Beginn eines Messtages wird eine Serie von neun (CRF) bzw.

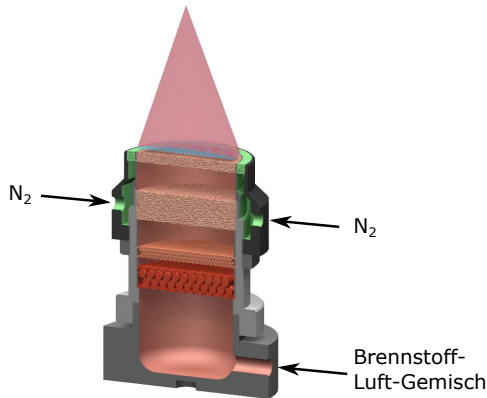


Abbildung 3.12: Flachflammenbrenner, Schnittansicht verändert nach [59].

14 (RSM) Betriebspunkten im Bereich von  $0,85 < \phi < 1,3$  (CRF) bzw.  $0,65 < \phi < 1,3$  (RSM) mit jeweils 100 Samples vermessen. Um Unsicherheiten bezüglich des eingestellten Äquivalenzverhältnisses, die aus der Ungenauigkeit der verwendeten Massenstromregler resultieren, zu minimieren, werden die Betriebspunkte zunächst im nicht-reagierenden Zustand vermessen. Auf Basis der im kalten Zustand gemessenen Mischungsverhältnisse werden die zu erwartenden Temperaturen und Spezieskonzentrationen im reagierenden Fall aus einer eindimensionalen Simulation [104] unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus (GRI-Mech 3.0 [33]) ermittelt. Wärmeverluste durch Strahlung [105] von 40 K ([59, 106]) werden in dieser Referenzlösung berücksichtigt. Im ersten Schritt

muss gegebenenfalls der Multiplikator für Methan manuell etwas modifiziert werden, damit die Ergebniskurve für die gemessene Temperatur ihr Maximum bei  $\phi \approx 1,06$  erreicht. Die Lage des Maximums der Flammentemperatur wird als wichtigstes Kriterium für die korrekte Abbildung des Flammenverhaltens angesehen.

Die Multiplikatoren werden nun mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate optimiert, sodass eine möglichst geringe Abweichung zwischen Referenzlösung und gemessenen Temperaturen und Spezieskonzentrationen erreicht wird. Zur Beschleunigung des Optimierungsprozesses werden die zuvor aufgenommenen 100 Samples für jeden Betriebspunkt gemittelt. Die wichtigsten an der Flachflamme optimierten Spezies und Übersprechfunktionen sind:

- $\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}, \text{H}_2$
- $\text{O}_2 \ll \text{CO}_2, \text{H}_2 \ll \text{H}_2\text{O}, \text{N}_2 \ll \text{H}_2\text{O}, \text{CO} \ll \text{N}_2, \text{H}_2\text{O} \ll \text{H}_2, \text{CO}_2 \ll \text{H}_2, \text{O}_2 \ll \text{H}_2$ .

Abbildung 3.13 zeigt die Ergebnisse der Flachflammenkalibration für jeweils einen repräsentativen Messtag am RSM und an der CRF im Vergleich anhand von gemessenen und errechneten Spezieskonzentrationen für verschiedene Werte von  $\phi$ . Die Länge der Fehlerbalken beträgt zwei Standardabweichungen. Da Spezieskonzentrationen (in  $\text{mol l}^{-1}$ ) druckabhängig sind (ideales Gasgesetz), ergeben sich zwischen den Messtagen aufgrund veränderter Wetterverhältnisse leicht unterschiedliche Verläufe für die theoretischen Werte, sodass eine gemeinsame Darstellung nicht möglich ist. Eine Kalibration auf Basis von Massen- oder Molenbrüchen würde dieses Problem umgehen.

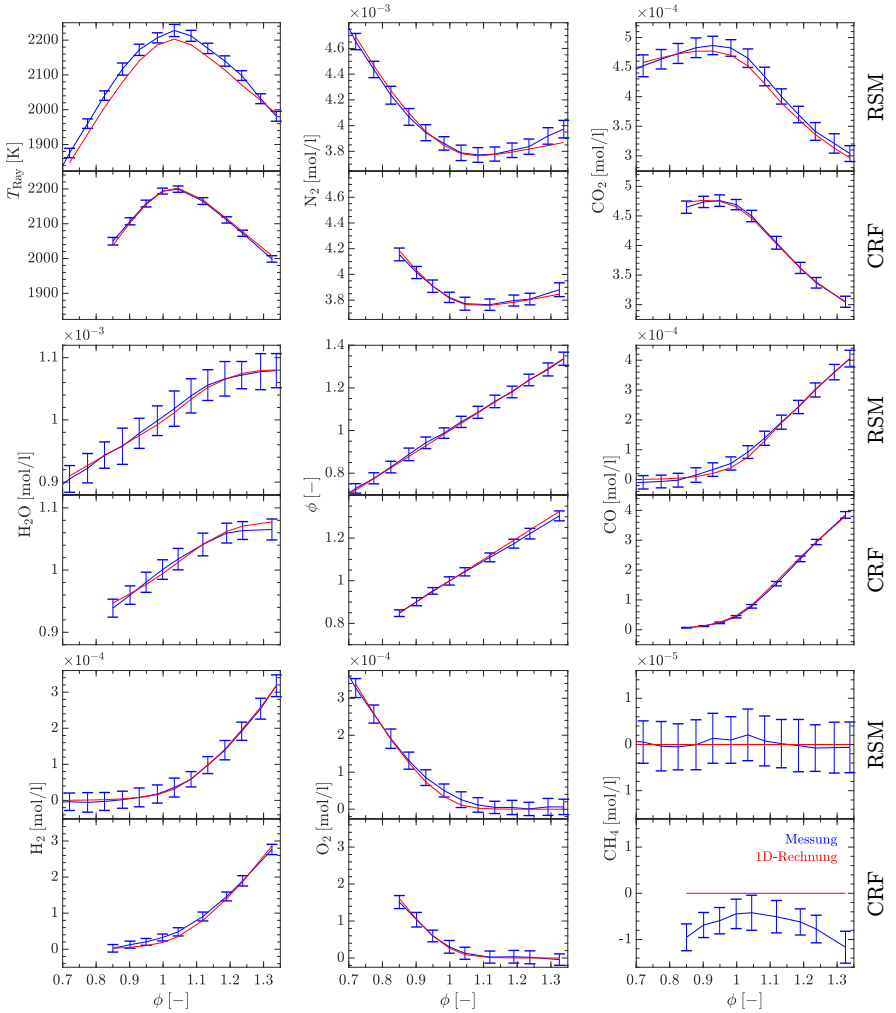
Folgende Unterschiede sind für den Vergleich der Qualität der beiden Messreihen zu beachten:

- Die Daten der CRF-Messung wurden zwar einerseits mit einer höheren räumlichen Auflösung aufgenommen. Durch die Anwendung des zuvor besprochenen Wavelet-Denoising-Algorithmus werden jedoch das Rauschen der Aufnahmen und damit die Standardabweichungen reduziert. Dadurch ergibt sich für die Daten aus der CRF-Messung eine höhere Präzision.
- Konzentrationen von CO wurden an der CRF mittels LIF ermittelt. Hierdurch ergibt sich gemäß den Erläuterungen in Abschnitt 2.3.2 eine höhere Qualität im Vergleich zur Messung am RSM, wo diese Messtechnik derzeit nicht zur Verfügung steht.

Die theoretischen Kurven konnten durch die Optimierung für beide Messreihen sehr gut getroffen werden. Prinzipiell ist es für jede Messreihe (falls keine experimentellen Probleme vorliegen) möglich, die Vorfaktoren so zu optimieren, dass die Mittelwerte nahezu perfekt abgebildet werden. Die in Abbildung 3.13 sichtbaren Abweichungen resultieren daraus, dass die verwendeten Vorfaktoren einen Kompromiss aus sämtlichen Kalibrationsströmungen und -flammen darstellen, die bereits vorgestellt wurden oder noch in den nächsten Abschnitten folgen. Zudem wurden Koeffizienten teilweise über mehrere Messtage hinweg gemittelt, was in einem späteren Abschnitt erläutert wird. Ausgenommen von dieser Argumentation ist die sowohl für die CRF- als auch für die RSM-Messung zu hohe gemessene  $\text{N}_2$ -Konzentration im brennstoffreichsten Betriebspunkt. Diese ist wahrscheinlich auf eine durch die niedrige Brenngeschwindigkeit bedingte erhöhte Einmischung von  $\text{N}_2$  aus dem Co-Flow zurückzuführen.

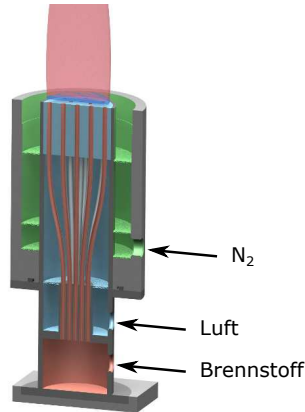
### Hencken-Brenner

Der Hencken-Brenner wird verwendet, um verschiedene vorgemischte Wasserstoff-Luft-Flammen zu stabilisieren. Aufgrund der Abwesenheit von kohlenstoffhaltigen Spezies im



**Abbildung 3.13:** Repräsentative Ergebnisse der Kalibration an der Flachflamme für die Messungen am RSM (zeilenweise jeweils oben) und an der CRF (zeilenweise jeweils unten). Gezeigt sind gemessene mittlere Spezieskonzentrationen (blau) und theoretische Werte aus der 1D-Rechnung (rot) für die jeweils vermessenen Betriebspunkte  $\phi$ . Die Länge der Fehlerbalken beträgt zwei Standardabweichungen.

Abgas dieser Flammenkonfigurationen können die Übersprechfunktionen von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  auf diese Spezies am Hencken-Brenner optimal kalibriert werden. Auch für die Kalibration des wechselseitigen Übersprechens von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  sind die Hencken-Flammen wegen der höheren vorliegenden Gleichgewichtskonzentrationen wesentlich besser geeignet als die im vorigen Abschnitt besprochenen Flachflammen-Konfigurationen. In Abbildung 3.14 ist

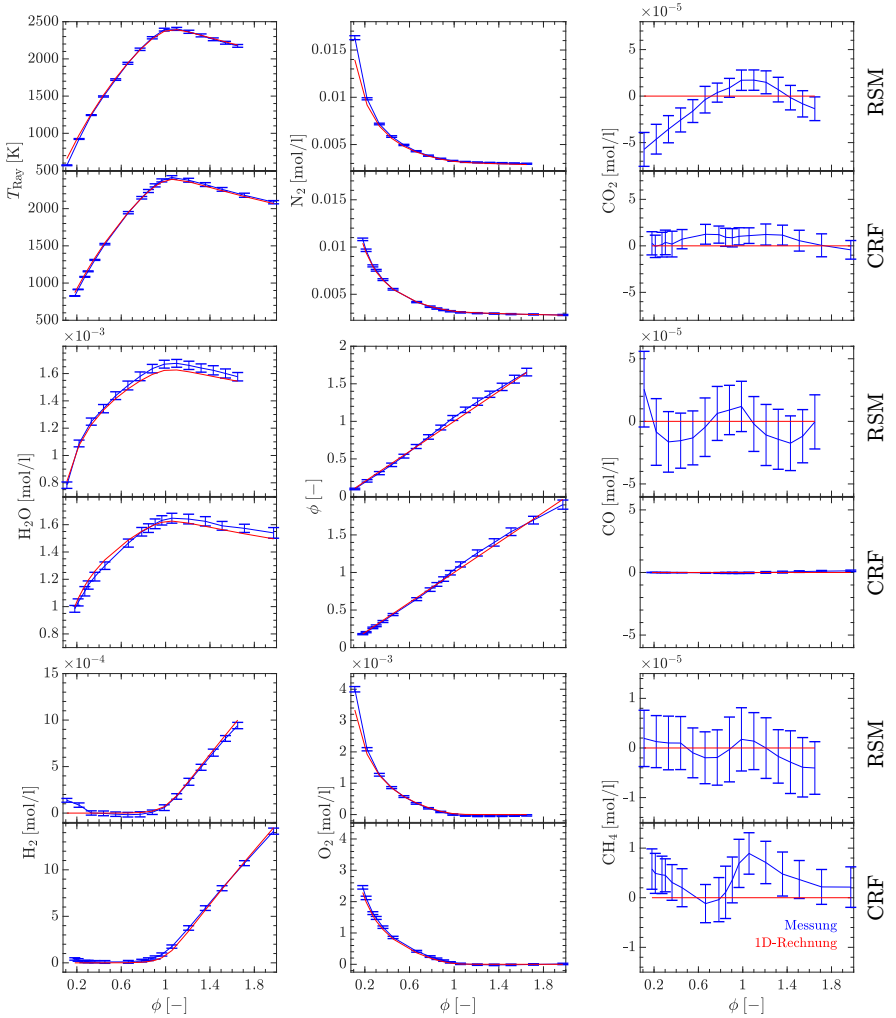


**Abbildung 3.14:** Hencken-Brenner, Schnittansicht verändert nach [59].

ein Schnitt durch die Hencken-Brenner-Konstruktion zu sehen, wie sie am RSM und an der CRF eingesetzt wird. Da Mischungen von Wasserstoff und Luft ein erhebliches Sicherheitsrisiko darstellen, wird die Vormischung in dieser Konstruktion erst nach dem Brenneraustritt realisiert. Hierzu wird der Brennstoff durch 100 Röhren geführt, die am Brenneraustritt von einer Metall-Wabenstruktur umgeben sind, aus der Luft ausströmt. Aufgrund der hohen Diffusivität von Wasserstoff ist die Annahme berechtigt, dass die Durchmischung der Gase vor Erreichen der Flammenzone abgeschlossen ist. Ein mit reinem Stickstoff betriebener Co-Flow umgibt die Flamme. Das Messvolumen befindet sich wie beim Flachflammenbrenner zentriert auf einer Höhe von 20 mm über dem Brenneraustritt. Gemessen werden 16 (CRF) bzw. 15 (RSM) Betriebspunkte im Bereich von  $0,18 < \phi < 1,95$  (CRF) bzw.  $0,1 < \phi < 1,65$  (RSM), wobei jeweils wieder 100 Samples aufgenommen und gemittelt werden. Die Optimierung der Vorfaktoren der zuvor angesprochenen Übersprechfunktionen findet wieder nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate im Vergleich mit einer eindimensionalen Simulation (GRI-Mech 3.0 [33]) statt.

In Abbildung 3.15 werden die Ergebnisse der Kalibration am Hencken-Brenner für die Messungen am RSM und an der CRF gezeigt. Zu beachten ist, dass die Messung der Hencken-Flammen an der CRF nicht mit hoher räumlicher Auflösung durchgeführt wurde und daher die Daten auch nicht entrauscht wurden. Dadurch sind die Ergebnisse der beiden in Abbildung 3.15 dargestellten Messreihen im Gegensatz zu den Flachflammen-Ergebnissen bezüglich der Fehlerbalken direkt miteinander vergleichbar.

Die zu erwartenden Mittelwerte der Spezieskonzentrationen werden von beiden Messungen nach Abschluss der Kalibration weitgehend sehr gut getroffen. Größere Abweichungen ergeben sich nur für die Konzentrationen von  $\text{H}_2\text{O}$  bei den brennstoffreicheren Betrieb-



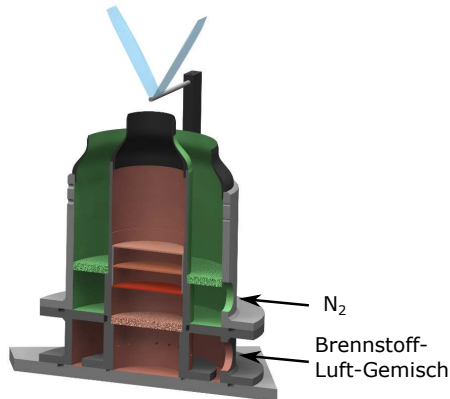
**Abbildung 3.15:** Repräsentative Ergebnisse der Kalibration am Hencken-Brenner für die Messungen an RSM (zeilenweise jeweils oben) und an der CRF (zeilenweise jeweils unten). Gezeigt sind gemessene mittlere Spezieskonzentrationen (blau) und theoretische Werte aus der 1D-Rechnung (rot) für die jeweils vermessenen Betriebspunkte  $\phi$ . Die Länge der Fehlerbalken beträgt zwei Standardabweichungen.

spunkten. Diese resultieren ebenfalls (wie anhand der Flachflamme bereits diskutiert) aus dem Kompromiss der Koeffizientenoptimierung zwischen den verschiedenen Kalibrationsströmungen. Aus der Betrachtung ausgeschlossen werden sollten die beiden magersten Betriebspunkte der RSM-Messung, da hier die gewählten Massenflüsse außerhalb des sinnvoll verwendbaren Betriebsbereichs der Massenflussregler lagen.

Aus Abbildung 3.15 ist auch ersichtlich, dass die Übersprechfunktionen auf die kohlenstoffhaltigen Spezies (rechte Spalte) nicht perfekt optimiert werden konnten. Hierbei zeigen die beiden Messreihen für die Konzentrationen von  $\text{CH}_4$  die gleiche Tendenz. In den Konzentrationen von  $\text{CO}_2$  zeigen sich größere Unterschiede. An dieser Stelle könnte eine Überarbeitung der für das Übersprechen von  $\text{H}_2\text{O}$  auf  $\text{CO}_2$  hinterlegten Polynomfunktion für den Messaufbau am RSM Verbesserungen bringen. Ein Vergleich zwischen den Messreihen für die Optimierung des Übersprechens auf  $\text{CO}$  ist aufgrund der unterschiedlichen Messtechniken nicht sinnvoll.

### Vertikale Flamme

Der Vertikalflammenbrenner bietet die Möglichkeit, die Kalibration im gesamten Temperaturbereich einer Vormischflamme zu überprüfen. Der in Abbildung 3.16 gezeigte Vertikalflammenbrenner ermöglicht die Stabilisierung von zwei laminaren Flammenfronten oberhalb eines von unten angeströmten Keramikstabs. Vor dem Austritt aus dem Brenner wird das Gemisch aus Methan und Luft zunächst durch eine Sinterbronze und mehrere Drahtgitter homogenisiert. Die Kontraktion am Austritt führt zu einem annähernd blockförmigen Geschwindigkeitsprofil. Die Hauptströmung ist von einem Co-Flow aus reinem Stickstoff umgeben. Durch Schrägstellung des Brenners wird die senkrechte Ausrichtung eines der Flammenäste zum Messvolumen erreicht. Dies ermöglicht die Messung der Konzentrationen und Temperaturen durch eine Flammenfront hinweg in einer einzigen Aufnahme. Da die Flamme einerseits nicht abheben, andererseits aber auch eine über-



**Abbildung 3.16:** Vertikalflammenbrenner, Schnittansicht verändert nach [59].

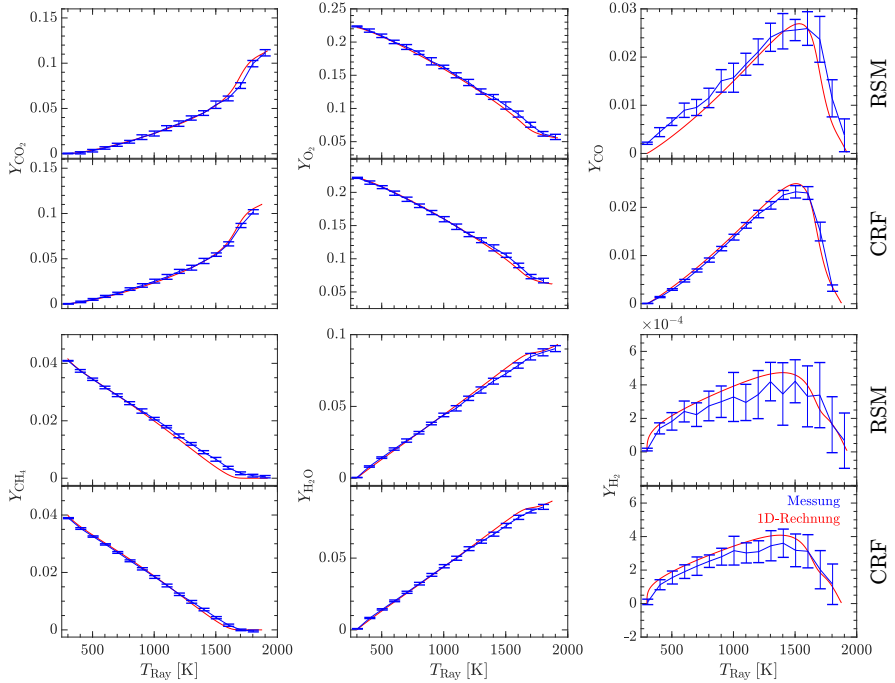
mäßige Erwärmung des Keramikstabes vermieden werden soll, sind die Betriebsgrenzen der vertikalen Flamme recht eng. Daher wurde jeweils nur ein Betriebspunkt mit einem

Äquivalenzverhältnis von  $\phi = 0,72$  (CRF) bzw.  $\phi = 0,75$  (RSM) mit jeweils 300 Samples vermessen.

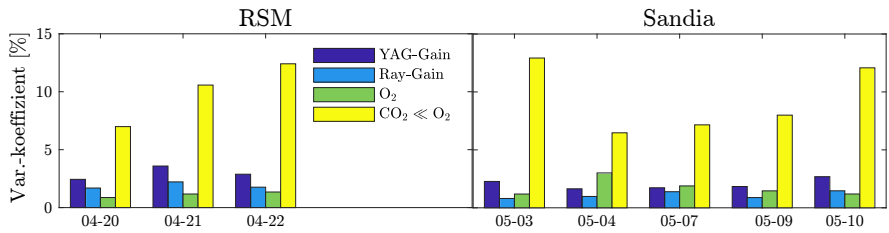
In der vorliegenden Arbeit wurde die vertikale Flamme nicht zur Kalibration im engeren Sinne, d.h. nicht zur Anpassung von Vorfaktoren für die MI verwendet. Hauptsächlich dient die Messung durch eine Flammenfront als räumliche Referenz zur Abstimmung des Abbildungssystems für die Raman-Spektroskopie mit dem Rayleigh- und dem CO-LIF-System (nur CRF). Diese Abstimmung geschieht über den Vergleich der räumlichen Lage der Gradienten der mittels Rayleigh gemessenen Temperatur  $T_{\text{Ray}}$  mit der aus Raman ermittelten Idealgastemperatur  $T_{\text{pg}}$ , sowie im Falle der CRF-Messung der Gradienten der mittels Raman ermittelten CO-Konzentrationen mit denen des CO-LIF-Signals. Die so ermittelte Verschiebung zwischen den Aufnahmesystemen um wenige Pixel kann dann bei der Auswertung der Messungen der Zielflammen berücksichtigt werden.

Da die vertikale Flamme unter Laborbedingungen nicht ideal räumlich stationär brennt, bietet sich die Darstellung der Ergebnisse im Temperatur-Zustandsraum an. Abbildung 3.17 zeigt die ermittelten Temperaturen und Spezies-Massenbrüche der Messungen der vertikalen Flamme am RSM und an der CRF im Vergleich. Die theoretischen Vergleichswerte stammen aus einer eindimensionalen Rechnung einer frei propagierenden Flamme unter Verwendung eines detaillierten Reaktionsmechanismus (GRI-Mech 3.0 [33]) und Berücksichtigung individueller Spezies-Diffusivitäten sowie des Soret-Effekts. Abbildung 3.17 lässt den Schluss zu, dass die theoretisch zu erwartenden Massenbrüche der Spezies für beide Messreihen auch im mittleren Temperaturbereich sehr gut getroffen werden. Beide Messreihen zeigen jedoch im Bereich von etwa  $1200 < T_{\text{Ray}} < 1700$  zu niedrige Produkt-Massenbrüche (v.a.  $Y_{\text{CO}_2}$ ,  $Y_{\text{H}_2\text{O}}$ ) bei gleichzeitig erhöhten Massenbrüchen der Reaktanden ( $Y_{\text{CH}_4}$ ,  $Y_{\text{O}_2}$ ). Diese Abweichungen sind allerdings vermutlich weniger auf messtechnische Ursachen zurückzuführen als auf tatsächliche Abweichungen der Laborflamme von der idealen Flamme aus der Rechnung. Der direkte Vergleich der beiden Messreihen zeigt eine geringere Qualität der Ergebnisse der Messung am RSM in erster Linie im Hinblick auf  $Y_{\text{CO}}$  und  $Y_{\text{H}_2}$ . Die Ursachen hierfür wurden bereits an den Ergebnissen der Flachflammen-Kalibration erläutert.





**Abbildung 3.17:** Repräsentative Ergebnisse der Kalibration am Vertikalfammenbrenner für die Messungen am RSM (zeilenweise jeweils oben) und an der CRF (zeilenweise jeweils unten). Gezeigt sind gemessene mittlere Spezies-Massenbrüche (blau) und theoretische Werte aus der 1D-Rechnung (rot) über der jeweils gemessenen Rayleigh-Temperatur  $T_{\text{Ray}}$ . Die Länge der Fehlerbalken beträgt zwei Standardabweichungen.



**Abbildung 3.18:** Variationskoeffizienten (Standardabweichung/Mittelwert  $\cdot 100\%$ ) der driftenden Parameter der Messungen am RSM und an der CRF für jeden einzelnen Messtag (im Format *mm-dd*).

### Anpassung der Koeffizienten auf Basis von Luftaufnahmen

Im Laufe eines Messtages sind Veränderungen des Messsystems zu erwarten, die die Qualität der Kalibration, die auf den am Anfang des Tages aufgenommenen Kalibrationsströmungen basiert, negativ beeinflussen können. Gründe für derartige Veränderungen können beispielsweise thermische Drifts, bedingt durch die Wärmeeinwirkung der gemessenen Flammen auf die optischen Systeme, veränderte Umgebungsbedingungen oder Veränderungen im Strahlprofil der anregenden Laser sein. Aufgrund des hohen Aufwandes zur Messung der Kalibrationsströmungen und -flammen ist eine wiederholte vollständige Kalibration im Laufe des Messtages allerdings nicht realisierbar.

Um den Veränderungen des Systems dennoch Rechnung zu tragen, werden wie erwähnt über den Tag hinweg in regelmäßigen Abständen Aufnahmen in reiner Luft getätigt. Mithilfe dieser Aufnahmen werden jeweils der Vorfaktor für  $O_2$ , die Übersprechfunktion  $CO_2 \ll O_2$ , der *Rayleigh-Gain* und der *YAG-Gain* erneut kalibriert. Auch die Tabellen für die *Flat field correction* für  $N_2$ ,  $O_2$  und  $T_{Ray}$  werden hierbei neu erstellt. Zur Auswertung der Messdaten der Zielflamme werden dann jeweils die aktuellsten Informationen verwendet.

Abbildung 3.18 zeigt die Variationskoeffizienten (Standardabweichung/Mittelwert  $\cdot 100\%$ ) der durch jede dieser regelmäßig durchgeführten Zwischenkalibrationen veränderten Parameter der Messungen am RSM und an der CRF für jeden einzelnen Messtag (Benennung: 04-20 entspricht beispielsweise dem 20. April). Während die übrigen Parameter um weniger als 5% variieren, fällt die große Variation des Vorfaktors der Übersprechfunktion  $CO_2 \ll O_2$  von bis zu 14% auf. Dieser Umstand ist durch das Überlappen der Spektren und die unmittelbare Nähe der Kanäle für  $O_2$  und  $CO_2$  zu begründen. Dadurch führen bereits kleine Abweichungen durch thermische oder anders geartete Drifts zu großen Modifikationen durch die automatische Luft-Kalibration. Die Auswirkung dieser erneuten Kalibration auf die gemessenen Konzentrationen kann anhand der Auswertung des Flachflammen-Betriebspunktes  $\phi = 0,8$  abgeschätzt werden: Wird der Vorfaktor für  $CO_2 \ll O_2$  um 15% verringert, führt dies zu einer Verringerung der berechneten  $CO_2$ -Konzentration von etwa 9%. Veränderungen der übrigen Parameter wirken entweder direkt ( $T_{Ray}$ ,  $T_{pg}$ ) oder näherungsweise ( $O_2$ ) linear auf die jeweilige Zielgröße.

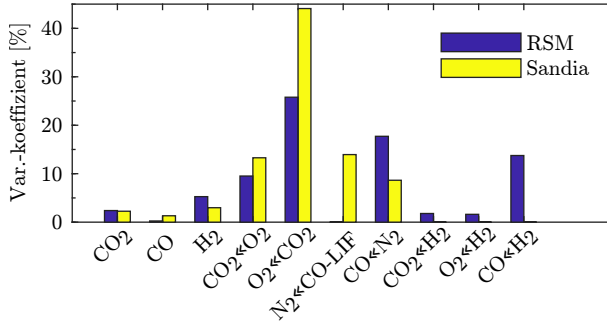
Diese deutliche Auswirkung auf die Messergebnisse zeigt die Notwendigkeit der sorgfältigen wiederholten Kalibration auf Basis von Aufnahmen in reiner Luft während des Messtages auf.

### Angleichen der Koeffizienten

Wie bereits erwähnt, stellen die zur finalen Auswertung der Messdaten verwendeten Sätze an Vorfaktoren für die MI einen Kompromiss aus den Ergebnissen der einzelnen Kalibrationsschritte dar. So werden beispielsweise die aus den Kaltgasen ermittelten Vorfaktoren im Anschluss noch modifiziert, um die berechneten Konzentrationskurven für die Flachflammen-Konfigurationen mit den Messergebnissen besser zu treffen. Ebenso werden die bereits im Zuge der Kalibration in der Flachflamme optimierten Vorfaktoren für Übersprechfunktionen von  $H_2$  und  $H_2O$  auf die übrigen Spezies später anhand der Ergebnisse der Messung des Hencken-Brenners wieder angepasst. Daher wurde die Sequenz der Optimierungsschritte für jeden Messtag mehrfach durchlaufen, um einen gewissen Grad an Konvergenz der Parameter zu erreichen.

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse über mehrere Messtage hinweg zu sichern, wurde eine ähnliche Vorgehensweise auch zur Angleichung der Koeffizienten der verschiedenen

Messtage verfolgt. So wurde nach Abschluss der Kalibration aller Einzeltage ein gemittelter Satz von Koeffizienten gebildet, der als Initialwert für eine weitere Runde von Optimierungen der einzelnen Messtage diente. Auf diese Weise konnte zwar kein universell gültiger Satz an Kalibrationsdaten ermittelt, die Variationskoeffizienten der Vorfaktoren der meisten Spezies und Übersprechfunktionen jedoch durch die Angleichung auf Werte unter 1 % optimiert werden. Abbildung 3.19 zeigt die verbleibenden Variationskoeffizienten



**Abbildung 3.19:** Verbleibende Variationskoeffizienten der Spezies bzw. Übersprechfunktionen, die auch nach der Angleichung über die gesamte Messreihe nicht unter 1 % liegen.

ten der Spezies bzw. Übersprechfunktionen, die auch nach der Angleichung nicht unter 1 % liegen. Die Gründe für die verbleibenden Variationen sind einerseits dieselben, die auch für die Variation der Vorfaktoren während eines Messtages gelten: thermische Drifts und Veränderungen des Laserstrahlprofils zwischen den Messtagen. Andererseits ist es ohnehin kaum möglich, ein globales Optimum der Kalibrationsparameter zu finden. So verbleiben einzelne Parameter mit größeren Variationen, um Abweichungen auszugleichen, die durch die Angleichung der anderen Parameter entstehen. Dies hängt zu einem gewissen Grad auch von der Reihenfolge ab, in der die einzelnen Vorfaktoren optimiert werden.

**Tabelle 3.5:** Präzision  $\sigma$  und Akkuratheit (Akk.) aus der Literatur (Schneider [59], Barlow et al. [89]) und Mittelwerte aus den Messungen an der CRF und am RSM in %. In der rechten Spalte sind die zugrunde liegenden Flachflammen-Betriebspunkte  $\phi$  eingetragen.

	Barlow et al. [89]		Schneider [59]		CRF		RSM		Flamme $\phi$
	$\sigma$ (%)	Akk. (%)	$\sigma$ (%)	Akk. (%)	$\sigma$ (%)	Akk. (%)	$\sigma$ (%)	Akk. (%)	
$T$	0,8	2,0	0,9	2,5	0,4	0,5	0,8	0,9	1,0
$N_2$	0,7	2,0	0,8	2,5	1,0	1,2	1,6	3,2	1,0
$CO_2$	3,2	4,0	3,6	4,0	2,0	2,3	3,2	3,1	1,0
$H_2O$	2,4	3,0	2,6	3,5	1,4	2,4	2,6	2,5	1,0
$\phi$	2,2	5,0	2,7	4,0	2,0	2,4	2,7	1,6	1,0
$CO$	4,5	10,0	8,0	10,0	3,9	6,6	8,2	1,9	1,3
$H_2$	7,5	10,0	6,0	8,0	5,8	9,2	12,7	1,3	1,3
$O_2$	-	-	18,0	4,0	12,0	2,6	17,9	5,5	0,9

### Erreichte Genauigkeit

In Tabelle 3.5 sind die erreichten Genauigkeitswerte für die dieser Arbeit zugrunde liegenden Messreihen am RSM und an der CRF mit Vergleichswerten für den Messaufbau an der CRF aus der Literatur [89] und einer vorangegangenen Arbeit [59] gegenübergestellt. Zu beachten ist, dass die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten CRF-Werte sich auf räumlich hoch aufgelöste (s. Abschnitt 3.2.1, räumliche Diskretisierung 20  $\mu m$ ) Messungen unter Verwendung des WATR-Entrauschalgorithmus beziehen. Die Literaturwerte und die RSM-Werte beziehen sich auf Messungen, die mit räumlich gröberer Auflösung (CRF: 100  $\mu m$ , RSM: 120  $\mu m$ ) aufgenommen und nicht entrauscht wurden.

Die hier gezeigten Werte für die Genauigkeit wurden aus den Flachflammen-Kalibrationen ermittelt. Durch die zuvor besprochenen Änderungen des Messsystems über einen Messtag hinweg ergibt sich eine Beeinträchtigung der erreichbaren Messgenauigkeit. Bei den Messungen am RSM wurde daher am Abschluss jedes Messtages, an der CRF an zwei von fünf Messtagen, noch einmal die Flachflamme vermessen. Tabelle 3.5 enthält die Mittelwerte der Kalibrationssätze von Beginn und Ende des Tages als repräsentative Genauigkeiten. Es wurde jeweils die gleiche Anzahl von Kalibrationssätzen für Beginn und Ende der Messtage verwendet.

Die Literaturwerte [59, 89] basieren auf der Auswertung von Kalibrationsdaten des CRF-Messsystems über viele Jahre hinweg. Der Vergleich der CRF-Messungen in dieser Arbeit als „Momentaufnahme“ mit diesen Daten ist daher sinnvoll, um eventuelle Abweichungen von der zu erwartenden Qualität der Messungen zu erkennen. Sowohl Präzision als auch Akkuratheit der CRF-Messungen liegen jedoch im Rahmen und tendenziell eher unter den Literaturwerten.

Da die Messung am RSM die erste mit diesem Messaufbau war, liegen hier keine langjährigen Daten vor. Im Vergleich mit der Literatur zeigt die Akkuratheit des RSM-Messsystems ähnlich gute Werte. Die Werte für die Präzision liegen etwas höher (im Schnitt etwa 1 %). Verbesserungspotential wäre hier vermutlich durch die Anwendung eines Entrauschungs-Algorithmus zu erschließen.

## 3.4 Auswertung der Geschwindigkeitsdaten und Flammenvisualisierungen

Dieser Abschnitt erläutert die Schritte zur Auswertung der am RSM gemessenen Stereo-PIV-Daten. In einem separaten Unterabschnitt werden Probleme dargestellt und diskutiert, die letztlich zum Ausschluss der tangentialen Geschwindigkeitskomponente aus der weiteren Betrachtung geführt haben. Der letzte Unterabschnitt befasst sich mit der Verarbeitung der PLIF-Aufnahmen.

### 3.4.1 Auswertung der Geschwindigkeitsdaten

#### Kalibration

Die Kalibration des Messsystems wurde unter Verwendung der Software DaVis 8.4 (LaVision) täglich zu Beginn der Messungen durchgeführt. Hierzu wurde eine dreidimensionale Kalibrationsplatte mit einem definierten Punktmuster auf dem Brenner montiert und von beiden PIV-Detektoren sowie dem PLIF-Detektionssystem aufgenommen. Die Kalibration wurde automatisiert mit dem sog. *Pinhole*-Modell durchgeführt. Für Details zum Kalibrationsalgorithmus sei auf das Handbuch des Herstellers verwiesen [107]. Zusätzlich wurde eine *self-calibration* auf Basis des iterativen Abgleichs zwischen den Aufnahmen beider Detektoren des Stereo-Aufbaus in der partikelbehafteten Strömung durchgeführt (siehe Abschnitt 2.3.3 und [78]).

#### Vorbereitung der Rohbilder

Um Intensitätsunterschiede im Aufnahmehintergrund der Rohbilder auszugleichen, wurde im Vorfeld der Datenauswertung eine Hochpass-Filteroperation (*sliding background* [108]) mit einer Filterweite von zwei Pixeln durchgeführt. Großskalige Intensitätsfluktuationen im Hintergrund der Aufnahmen werden durch diese Operation herausgefiltert, während die kleinskaligen Fluktuationen durch die Streuung an den Partikeln erhalten bleiben.

#### Berechnung der Geschwindigkeitsfelder

Die Auswertung der Vektorfelder wurde mit der Methode der Kreuzkorrelation (Abschnitt 2.3.3 unter Verwendung einer *Fast Fourier Transform* (FFT) in einem iterativen Verfahren mit abnehmender Fenstergröße durchgeführt (*multi pass decreasing size*, [108]). Die Wahl der Einstellungen des verwendeten Auswerteverfahrens erfolgte aus der Beurteilung der im Rahmen einer Parametervariation jeweils erreichten Zielgrößen des Wertes der Korrelationsfunktion (Abschnitt 2.3.3 bzw. Gleichung 2.34) und des Verhältnisses des Betrags der Maximalwerte der Korrelationsfunktion (*peak ratio*) [109]. Die Größe des initial gewählten Auswertefensters betrug  $64 \times 64$  Pixel, die finale Größe am Ende des iterativen Verfahrens  $32 \times 32$  Pixel. Zur Berechnung der Kreuzkorrelation wurde dabei immer ein räumliches Überlappen der Auswertefenster um 50 % festgelegt.

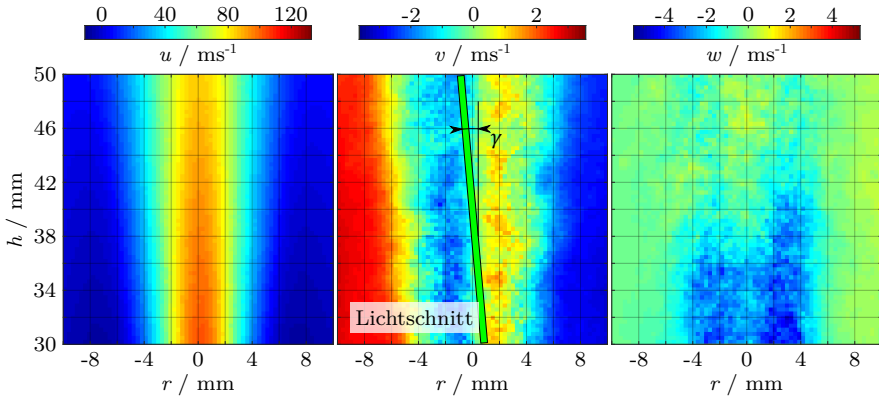
Zwischen den Iterationen wurden Fehlvektoren im berechneten Geschwindigkeitsfeld korrigiert. Hier kam ein Medianfilter zum Einsatz, der innerhalb eines Bereichs von  $3 \times 3$  Pixeln Geschwindigkeitswerte erfasst, die um mehr als das Vierfache des Medians der benachbarten Werte abweichen (*universal outlier detection*, siehe [108, 110]).

Die Wahl einer optimalen Größe und Form der Auswertefenster ist aufgrund der Struktur des Strömungsfelds der MRB-Konfigurationen mit großen Geschwindigkeitsdifferenzen

zwischen den Brenneraustritten und der ausgedehnten Rezirkulationszone schwierig. Auch die Partikeldichte innerhalb der einzelnen Ströme konnte mit den Wirbelschicht-Seedern aufgrund ihrer engen Betriebsgrenzen nicht immer optimal angeglichen werden. Daher wurde im letzten Iterationsschritt der Geschwindigkeitsberechnung eine adaptive Gewichtung der Pixel auf die jeweiligen Auswertefenster angewendet (*Adaptive PIV*, [108, 111]). Dieses Verfahren passt Form und Größe der Auswertefenster automatisiert an die vorliegenden lokalen Strömungsbedingungen und Partikeldichten an.

### Ausschluss der tangentialen Geschwindigkeitskomponente

Die Auswertung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente  $w$  ergab vor allem im Bereich der Ausströmung aus dem Jet und Ring 1 Ergebnisse, die sich nicht aus der Struktur des Strömungsfeldes der MRB-Konfigurationen erklären lassen. Daher wird die tangentiale Komponente aus der Diskussion der Ergebnisse in den folgenden Kapiteln ausgeschlossen. Zwar werden durch die Verwendung der Stereo-PIV im Vergleich zur Zwei-Komponenten-PIV weitere Fehlerquellen [112], die unter anderem aus einer fehlerhaften Abschätzung des Winkels zwischen den optischen Achsen der Detektoren und Unsicherheiten in der *self-calibration* [113] resultieren können, in die Geschwindigkeitsmessung eingeführt. Die Gründe für die fehlerhaften Messungen der Tangentialkomponente der Geschwindigkeit in den MRB-Flammen liegen jedoch wahrscheinlich eher in einer fehlerhaften Justage des Brenner- und Messsystems:



**Abbildung 3.20:** Mittlere Felder der axialen Geschwindigkeitskomponente  $u$ , der radialen Geschwindigkeitskomponente  $v$  und der tangentialen Geschwindigkeitskomponente  $w$  für die Flammenkonfiguration MRB 26a in einem einzelnen PIV-Aufnahmefenster im Bereich axialer Höhen  $30 \text{ mm} \leq h \leq 50 \text{ mm}$  in radialer Nähe zur Brennerachse. In der mittleren Abbildung findet sich eine Illustration des möglichen Winkelfehlers der Ausrichtung des Lichtschnitts zur Brennerachse.

Abbildung 3.20 zeigt die gemessenen mittleren Felder der axialen Geschwindigkeitskomponente  $u$ , der radialen Geschwindigkeitskomponente  $v$  und der tangentialen Geschwindigkeitskomponente  $w$  für die Flammenkonfiguration MRB 26a in einem einzelnen PIV-Aufnahmefenster im Bereich axialer Höhen  $30 \text{ mm} \leq h \leq 50 \text{ mm}$  in radialer Nähe zur Brennerachse. Durch die konzentrische Anordnung der Brenneraustritte sollte sich in den dieser Arbeit zugrundeliegenden unverdrallten Flammenkonfigurationen im Mittelwert eine tangentiale Geschwindigkeiten nahe Null einstellen. Es werden jedoch Geschwindigkei-

ten gemessen, die betragsmäßig in der Größenordnung der gemessenen Radialgeschwindigkeiten  $v$  liegen. Auffällig ist auch ein Vorzeichenwechsel der Tangentialgeschwindigkeit vom unteren zum oberen Rand des Aufnahme Fensters hin. Dieser Vorzeichenwechsel bleibt über alle Auswertefenster erhalten (nicht gezeigt). Eine wahrscheinliche Ursache für die fehlerhaften Tangentialgeschwindigkeiten ist ein Winkelfehler  $\gamma$  zwischen der Brennerachse und der Ausrichtung des Lichtschnitts, wie in der Mitte der Abbildung 3.20 dargestellt. Der Lichtschnitt wurde für die Darstellung gedanklich um  $90^\circ$  um die Brennerachse gedreht, sodass die Detektoren nun von links oder rechts auf den Lichtschnitt blicken und die Radialkomponente in die Tangentialkomponente überführt wird. Ein derartiger Winkelfehler würde Teile der Messebene in Regionen tatsächlich vorhandener mittlerer negativer bzw. positiver Tangentialgeschwindigkeiten bewegen. Zusätzlich würde sich eine Projektion der Axialgeschwindigkeit auf die Messebene als tangentielle Geschwindigkeit  $w = u \cdot \sin(\gamma)$  niederschlagen.

Eine Fehlstellung des Lichtschnitts zur tatsächlichen Achse der Ausströmung kann einerseits durch fehlerhafte Justage des Lichtschnittes, andererseits auch durch eine fehlerhafte Justage der Brenneraustrittsöffnungen zueinander zustande kommen und konnte im experimentellen Aufbau nicht vollständig ausgeschlossen werden. Die Auswirkungen auf die Axial- und Radialkomponente sind jedoch als gering einzuschätzen. Selbst bei einer (unrealistisch großen) Winkelfehlstellung von  $5^\circ$  betrüge der winkelinduzierte Fehler der projizierten Axialgeschwindigkeit lediglich  $1 - \cos(5^\circ) < 0,4\%$ . Die Radialkomponente wäre sogar nur indirekt betroffen (durch eine Abweichung der tatsächlichen Messposition von der angenommenen), da sie parallel zur Achse des Winkelfehlers liegt.

### 3.4.2 Auswertung der Flammenvisualisierung

Die aus den Experimenten am RSM gewonnenen  $\text{SO}_2$ -PLIF-Ergebnisse sind aufgrund der in Abschnitt 2.3.2 aufgeführten Eigenschaften der  $\text{SO}_2$ -LIF prinzipiell zur automatisierten Flammenfrontdetektion geeignet. Eine Auswertung auf die innere Flammenzone konditionierter Geschwindigkeitsstatistiken und eine Analyse des Stabilisierungsmechanismus der inneren Flamme sind derzeit in Arbeit.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der PLIF jedoch nur in einem begrenzten Rahmen und ausschließlich zur Visualisierung des Temperaturfeldes verwendet. Die Rohdaten wurden hierzu lediglich einer Hintergrundkorrektur und einer Korrektur der Intensitätsvariationen des anregenden Lasers im Lichtschnitt unterzogen.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Dieses Kapitel dient der Vorstellung und Diskussion der Ergebnisse, die aus den Skalarmessungen an der CRF und am RSM sowie den Geschwindigkeitsmessungen und Flammvisualisierungsversuchen am RSM gewonnen wurden.

Der erste Abschnitt 4.1 widmet sich dem allgemeinen Erscheinungsbild der MRB-Flammen. Anhand von Fotografien, Radialprofilen von Skalaren und Vektoren sowie Darstellungen von Geschwindigkeitsfeldern und Streudiagrammen von Speziesmassenbrüchen im Zustandsraum werden die Einflüsse der variierten Parameter diskutiert. Auch die Diskussion der Vergleichbarkeit der Messungen an der CRF und am RSM ist Bestandteil des ersten Abschnitts. Im zweiten Abschnitt 4.2 werden die innere und die äußere Reaktionszone hinsichtlich ihrer Lage im Orts- und Zustandsraum und ihrer wechselseitigen Interaktion eingehender untersucht. Den Abschluss des Kapitels bildet die Untersuchung der relativen Anteile der Verbrennungsregimes an der inneren Flammenzone der MRB-Konfigurationen in Abschnitt 4.3.

### 4.1 Allgemeines Erscheinungsbild der MRB-Flammen

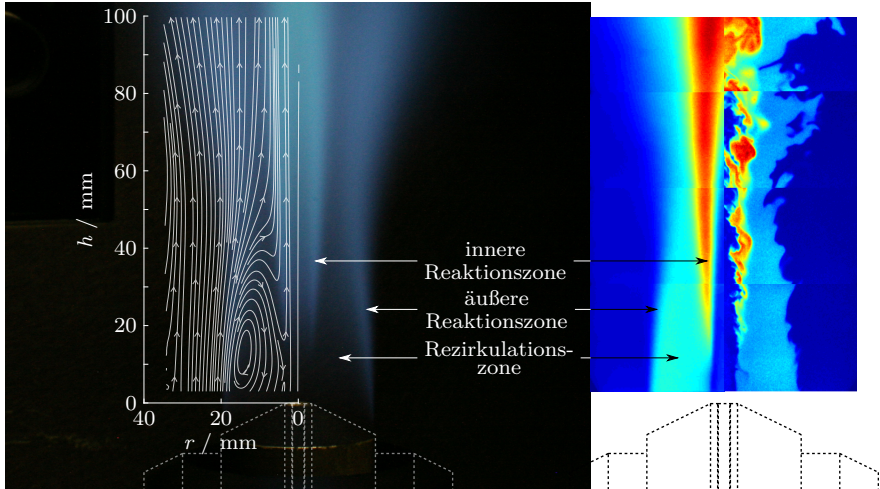
In diesem Unterkapitel soll zunächst das globale Erscheinungsbild der MRB-Flammenkonfigurationen diskutiert werden. Anhand repräsentativer Konfigurationen werden die zugrunde liegenden Stabilisierungsmechanismen, die Ausbildung der Flammenzonen und die Ausbildung des Strömungsfeldes vorgestellt. Anschließend werden die Einflüsse der variierten Parameter (Äquivalenzverhältnis in der Jet-Strömung und Austrittsgeschwindigkeit aus Ring 1) behandelt.

#### 4.1.1 Globales Strömungs- und Reaktionsfeld

Alle MRB-Flammen zeigen ein sehr ähnliches allgemeines Erscheinungsbild, daher können die wichtigsten Eigenschaften anhand einer repräsentativen Konfiguration diskutiert werden.

Abbildung 4.1 zeigt eine Fotografie der Flamme von MRB 26b mit einer Belichtungszeit von 0,25 s. Auf der linken Seite ist die Abbildung mit einer Darstellung des Strömungsfeldes überlagert, auf der rechten Seite sind zusammengesetzte zeitlich gemittelte sowie instantane PLIF-Aufnahmen zu sehen. Die magere Mischung aus Ring 2 ( $\phi = 0,8$ ) verbrennt in der äußeren Reaktionszone in Form einer Vormischflamme, die sich an der Außenkante des Staukörpers ( $r = 20$  mm) stabilisiert. Die heißen Abgase werden durch die Rezirkulationszone oberhalb des Staukörpers zur kleineren Radien transportiert und stabilisieren dort die innere Reaktionszone. Das brennstoffreiche Gemisch, das mit hoher Geschwindigkeit



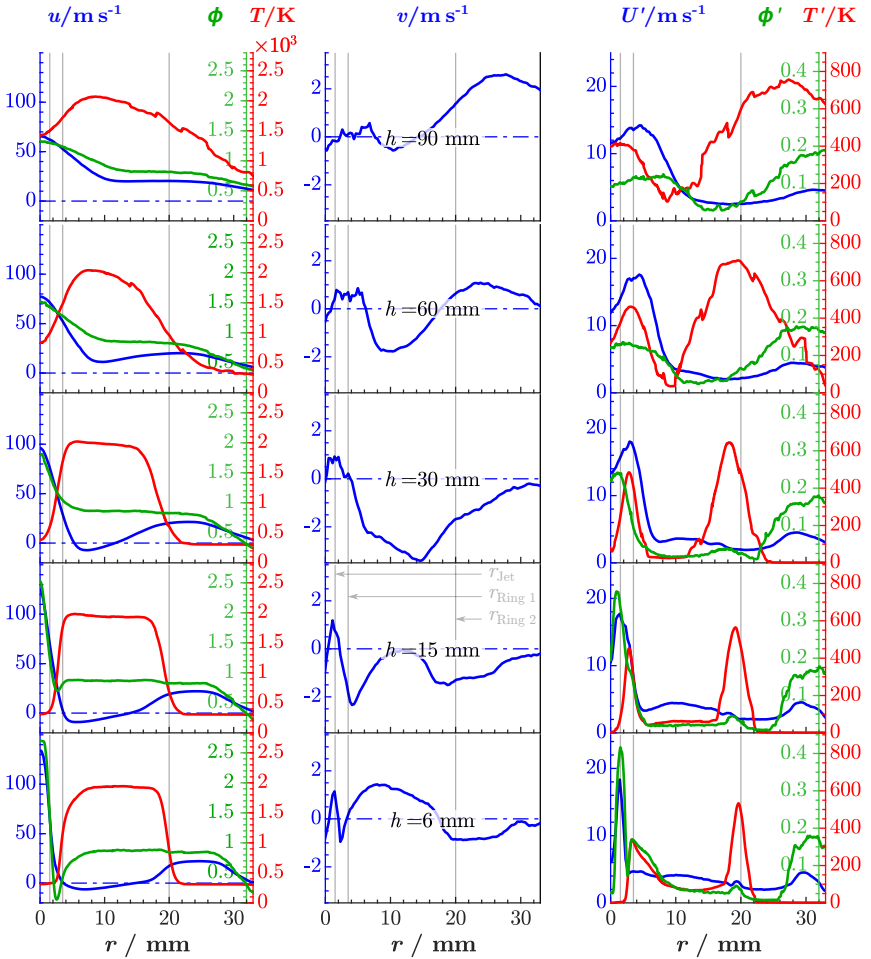


**Abbildung 4.1:** Fotografie der Flamme MRB 26b mit einer Belichtungszeit von 0,25 s. Auf der linken Seite ist die Abbildung mit einer Darstellung des Strömungsfeldes überlagert, auf der rechten Seite finden sich gemittelte und instantane PLIF-Aufnahmen.

( $u_{\text{jet}} = 105 \text{ ms}^{-1}$ ) aus dem zentralen Jet ausströmt, ist umgeben von einer vergleichsweise langsamen ( $u_{\text{jet}} = 15 \text{ ms}^{-1}$ ) reinen Luftströmung aus Ring 1. Hierdurch ergibt sich ein hoher Grad an Scherung im Bereich des Zusammentreffens der Strömung aus Jet und Ring 1 mit der Rezirkulationszone, der die turbulenten Mischungsvorgänge fördert und die Ausbildung von regimeübergreifenden Flammenzonen begünstigt. Nach dem Ende der Rezirkulationszone bei etwa  $h = 30 \text{ mm}$  bildet die Strömung im Bereich von  $h = 40 \text{ mm}$  eine Taille aus. Durch thermische Expansion und Scherung mit der langsamen ( $u_{\text{Co-Flow}} = 1 \text{ ms}^{-1}$ ) Co-Flow-Strömung expandiert die Strömung weiter stromab wieder radial.

Generell erscheint die innere Reaktionszone auf der Fotografie heller als die äußere Zone. Dies ist auf das höhere Äquivalenzverhältnis und damit einhergehende stärkere Chemilumineszenz des  $\text{CH}^*$ -Radikals zurückzuführen [114]. Aus der Aufnahme ist auch zu erkennen, dass die Reaktion an der inneren Flammenzone erst etwas stromab (hier etwa  $h = 10 \text{ mm}$ ) des Brenneraustritts einsetzt. Es bildet sich eine abgehobene turbulente Reaktionszone aus, was zum Teil auf die reine Luftströmung aus Ringspalt 1 zurückzuführen ist, die zunächst die Jetströmung vom heißen Abgas der äußeren Reaktionszone isoliert. In dieser abgehobenen Reaktionszone liegen also unterschiedliche Grade der Durchmischung der Ströme aus Jet, Ringspalt 1 und Ringspalt 2 vor, weswegen die erwünschten regimeübergreifenden Verbrennungsvorgänge vor allem hier zu erwarten sind.

Ein weiteres wichtiges Merkmal der MRB-Konfigurationen ist die räumliche Trennung zwischen innerer und äußerer Reaktionszone über die gesamte Länge der Flamme hinweg. Nahe am Brenneraustritt sind hierfür die erwähnten Einflüsse der Strömung aus Ringspalt 1 verantwortlich, während nach dem Abklingen der Rezirkulationszone Mischungsprozess in radialer Richtung vermutlich zu schwach sind. Somit kann die Analyse der regimeübergreifenden Verbrennungsprozesse auf den Bereich der inneren Zone beschränkt werden.



**Abbildung 4.2:** Radialprofile der mittleren axialen Geschwindigkeit  $u$  und der mittleren Temperatur  $T$  und des mittleren Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  (linke Spalte), der mittleren radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Spalte) sowie der kombinierten Geschwindigkeitsfluktuation  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$ , der Fluktuation der Temperatur  $T'$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi'$  (rechte Spalte) an fünf axialen Positionen für Flamme 26b. Temperaturen sind in rot dargestellt, das Äquivalenzverhältnis grün, Geschwindigkeiten blau. Mit schwachen Linien dargestellt sind die die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{jet}}$ ), des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ) sowie der Innenkante des Ringspalts 2 ( $r_{\text{Ring2}}$ ).

Eine gemeinsame Darstellung der Radialprofile der Geschwindigkeitskomponenten und der Skalare  $T$  und  $\phi$  auf verschiedenen Höhen über dem Brenneraustritt findet sich in Abbildung 4.2. Flamme 26b dient wieder als repräsentativer Fall für die Diskussion der allgemeinen Merkmale der MRB-Flammen. Die Außenkanten von Jet, Ring 1 und Staukörper sind für die bessere Übersicht in schwachen Linien eingezeichnet.

Das prominente Maximum ( $u > 130 \text{ m s}^{-1}$ ) der mittleren Axialgeschwindigkeit im Bereich der Ausströmung aus dem Jet ist vor allem an den unteren Messpositionen gut zu erkennen. Ein weiteres Maximum (etwa  $20 \text{ m s}^{-1}$ ) liegt im Bereich von Ring 2. Im mittleren radialen Bereich ( $r_{\text{Ring1}} < r < r_{\text{Ring2}}$ ) befindet sich die Rezirkulationszone. Hier sind teilweise negative mittlere Axialgeschwindigkeiten zu sehen. Die Radialgeschwindigkeit  $v$  zeigt in der niedrigsten Messposition  $h = 6 \text{ mm}$  ein Maximum in der Scherschicht zwischen der Jetströmung und Ring 1. Die Jetströmung expandiert hier radial. Ein lokales Minimum mit negativen Radialgeschwindigkeiten befindet sich im Bereich der Ausströmung aus Ring 1 (im Bereich positiver axialer Geschwindigkeiten). Die Strömung wird hier also von der Jetströmung mitgenommen und zur Brennerachse hin gezogen. Die mittleren Radialgeschwindigkeiten ändern beim Übergang zu größeren axialen Höhen gemäß dem Drehsinn der Rezirkulationszone (vgl. auch Abbildung 4.1) ihr Vorzeichen. Die größten turbulenten Fluktuationen der Geschwindigkeiten liegen bis zu einer Höhe von  $h = 15 \text{ mm}$  im Bereich der Scherzone zwischen Jet und Ring 1. Auf größeren Radien sind sie nur gering ausgeprägt. Das Maximum verschiebt sich dann bei  $h = 30 \text{ mm}$  in die Mischungszone zwischen dem rezirkulierenden Abgas aus Ring 2 und der kombinierten Ausströmung von Jet und Ringspalt 1 am Radius der Außenkante des Ringspalts 1.

Das mittlere Temperaturprofil zeigt auf der Höhe  $h = 6 \text{ mm}$  im Bereich der Rezirkulationszone einen weiten Bereich konstant hoher Temperaturen mit geringen Fluktuationen. Maximalwerte der Fluktuationen finden sich hier im Bereich der äußeren Vormischflamme und an der Außenkante von Ring 1. In der inneren Zone ist das Maximum jedoch räumlich deutlich vom Maximum der Geschwindigkeitsfluktuationen getrennt. Hier finden vorwiegend Mischungsvorgänge mit der kalten Frischluft aus Ring 1 statt. Ab  $h = 15 \text{ mm}$  wird eine leichte Überhöhung der Temperatur im Bereich um  $r \approx 5 \text{ mm}$  sichtbar. Auch der Temperaturgradient bewegt sich hin zu Bereichen hoher Fluktuationen der Geschwindigkeit. Hier beginnt die turbulente Verbrennung im Bereich der inneren abgehobenen Reaktionszone.

Im Verlauf des mittleren Äquivalenzverhältnisses auf Höhe  $h = 6 \text{ mm}$  ist der Einfluss der reinen Luftströmung aus Ring 1 gut zu sehen. Im Bereich von Ring 1 liegen hier keine brennbaren Gemische vor. Die Strömung aus dem Jet wird von den heißen Abgasen in der Rezirkulationszone getrennt. Dieses lokale Minimum bleibt bis zur Höhe  $h = 15 \text{ mm}$  bestehen, wobei hier jedoch im Mittel brennbare Gemische existieren, sodass sich die innere Flammenzone ausbilden kann. Das Maximum der Fluktuationen von  $\phi$  im Bereich der inneren Zone verbleibt weitgehend an der radialen Position der Scherschicht zwischen Jet-Strömung und Ring 1. Bei genauer Betrachtung des radialen Verlaufs des mittleren Äquivalenzverhältnisses fällt bis zu einer Höhe von etwa  $h = 30 \text{ mm}$  eine leichte Überhöhung im Bereich der Rezirkulationszone im Vergleich mit den Verhältnissen in Ring 2 auf. Es bildet sich ein leichter Gradient im  $\phi$ -Verlauf bei Radien knapp unter  $r = 20 \text{ mm}$ . Dieser Effekt wird in Unterabschnitt 4.2.3 detailliert behandelt.

Ab einer Höhe von etwa  $h = 30 \text{ mm}$  befindet sich das Maximum der  $T$ -Fluktuationen im Bereich höherer mittlerer  $\phi$  und größerer turbulenter Fluktuationen  $\phi'$  und  $U'$ . In der inneren Reaktionszone verbrennen hier im Mittel brennstoffreichere Gemische bei hohen Turbulenzgraden.

### 4.1.2 Vergleichbarkeit der Messungen am RSM und an der CRF

Die Messungen am RSM dienen vorrangig der Erweiterung der MRB-Reihe zu höheren Äquivalenzverhältnissen  $\phi_{\text{Jet}}$ , da Erkenntnisse aus Messungen an der CRF die Vermutung nahelegen, dass bei höheren  $\phi_{\text{Jet}}$  ein größerer Anteil regimeübergreifender Verbrennungsereignisse zu erwarten ist [8]. Die Zielflammen der RSM-Messungen sind die Fälle MRB 318a und 318b. Vor der Diskussion der Messergebnisse für die gesamte MRB-Serie soll zunächst die Vergleichbarkeit der Messungen in den verschiedenen Laboren behandelt werden. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die durchgeführten Messungen.

**Tabelle 4.1:** Durchgeführte Messungen an der CRF, am RSM sowie PIV/PLIF-Messungen (alle RSM). Existierende Datensätze sind durch o gekennzeichnet.

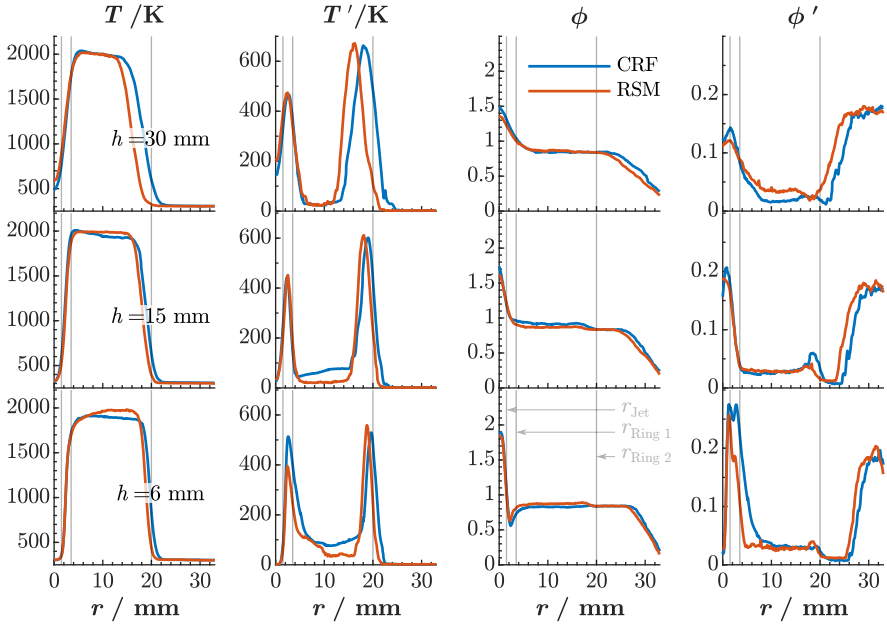
	14		18		22		26		318	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
CRF	o		o	o	o		o	o		
RSM			o						o	o
PIV/PLIF	o	o	o	o	o	o	o	o		o

Die CRF-Messungen umfassen die Flammen der a-Serie von 14a bis 26a sowie die zwei b-Flammen 18b und 26b. Am RSM wurde mittels Raman-/Rayleigh-Spektroskopie zusätzlich zu den beiden Zielflammen 318a und 318b die Vergleichsflamme 18a vermessen. Sämtliche PIV/PLIF-Messungen wurden am RSM durchgeführt. Sie umfassen alle MRB-Flammen mit Ausnahme von 318b.

Abbildung 4.3 zeigt Radialprofile der Temperatur  $T$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  sowie der zugehörigen Standardabweichungen auf drei axialen Messpositionen. Die mittleren Temperaturprofile zeigen eine sehr gute Übereinstimmung in Betrag und radialer Position im Bereich der inneren Reaktionszone. Die Maxima der Standardabweichung stimmen in ihrer radialen Position ebenfalls überein, wobei in der RSM-Messung auf  $h = 6$  mm geringere Werte gemessen wurden. Ab einer Höhe  $h = 15$  mm ist diese Abweichung jedoch nicht mehr vorhanden. Auffällig ist allerdings ein radialer Versatz im Temperaturprofil zwischen den beiden Messungen im Bereich der äußeren mageren Vormischflamme. Die Flamme brennt im Fall der RSM-Messungen bei kleineren Radien, was im mittleren Profil und in den Fluktuationen deutlich zu erkennen ist. Dies könnte auch die Ursache für die etwas höheren Temperaturen im Bereich der Rezirkulationszone sein, da hier auf etwas engerem Raum in etwa der gleiche Wärmeeintrag stattfindet.

Auf der Brenner-Mittellachse bei  $h = 6$  mm wird auch eine sehr gute Übereinstimmung des eingestellten Äquivalenzverhältnisses erreicht. Im Bereich von Ring 1 scheint der verdünnende Einfluss der reinen Luftströmung im Fall der RSM-Messung jedoch etwas geringer zu sein, hier liegen höhere Werte von  $\phi$  vor. Die Fluktuationen  $\phi'$  zeigen bei den CRF-Messungen eine Doppelspitze mit Maximalwerten an den Rändern von Jet und Ring 1. Letztere sind bei der RSM-Messung schwächer ausgeprägt. Bei größeren axialen Höhen über dem Brenneraustritt gleichen sich die Profile der beiden Messungen jedoch weiter an.

Diese Abweichungen zwischen den Radialprofilen sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf die begrenzte Wiederholbarkeit der Brennerjustage zurückzuführen. Trotz sorgfältiger Justage können Fehler in der Ausrichtung des Jet-Rohrs in Bezug auf den umgebenden Staukörper auftreten, was Auswirkungen auf den lokalen Austrittsquerschnitt und die Ausströmrichtung haben kann. Hierdurch kommt vermutlich die geringere Wirkung der reinen Luft aus Ringspalt 1 auf das mittlere  $\phi$ -Profil zustande. Die Ausrichtung der

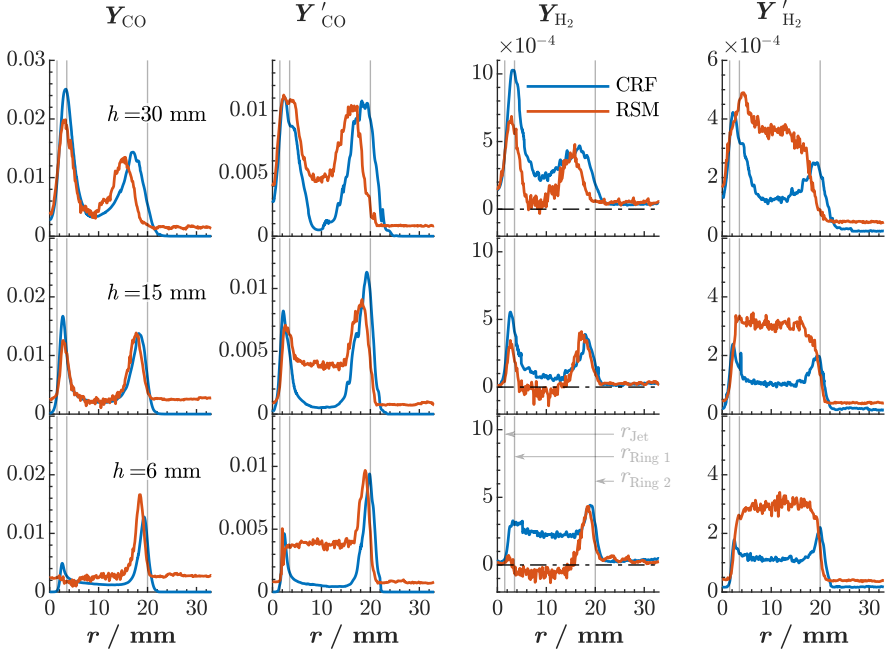


**Abbildung 4.3:** Vergleich der radialen Verläufe der Mittelwerte von  $T$  und  $\phi$  sowie deren Standardabweichungen aus den Messungen an der CRF (blau) und am RSM (rot) an drei axialen Höhen über dem Brenneraustritt. Mit schwachen Linien dargestellt sind die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{Jet}}$ ), des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ) sowie der Innenkante des Ringspalts 2 ( $r_{\text{Ring2}}$ ).

Strömung aus Ringspalt 2 wird hauptsächlich durch die Justage des äußeren Brennerkörpers im Verhältnis zum Staukörper vorgenommen. Abweichungen können hier dazu führen, dass veränderte radiale Geschwindigkeitskomponenten der Strömung aus Ring 2 auftreten, wodurch die radiale Position der Stabilisierung der äußeren Vormischflamme beeinflusst wird.

Die größten Abweichungen zwischen den Messreihen treten für die Spezies CO und H<sub>2</sub> auf. Abbildung 4.4 zeigt die Radialprofile der Massenbrüche dieser Spezies. Die Vorteile von CO-LIF (CRF) gegenüber CO-Raman (RSM) wurden bereits in den Abschnitten 2.3.2 und 3.3.3 erläutert. Trotz dieser Qualitätsunterschiede werden die radialen Positionen und teilweise auch die Beträge der maximalen CO-Massenbrüche im Mittelwert und in den Standardabweichungen von der RSM-Messung gut getroffen. Messungen von H<sub>2</sub>-Konzentrationen in Methanflammen mittels Raman-/Rayleigh-Spektroskopie sind aufgrund der geringen Konzentrationen und Signalstärken problematisch. Es ist schwierig, anhand von Abbildung 4.4 zu beurteilen, welche der Messungen verlässlichere Werte bezüglich H<sub>2</sub> liefert. Die Mittelwerte im Bereich der äußeren Flamme stimmen in den Maxima gut überein, es gibt jedoch große Abweichungen im Bereich der Rezirkulationszone. Die Ergebnisse der RSM-Messungen zeigen höhere Werte für die Standardabweichung des H<sub>2</sub>-Massenbruchs, was aber vermutlich eher auf erhöhtes Rauschen und die große Empfindlichkeit gegenüber Hintergrundeinflüssen als auf tatsächliche Fluktuationen zurückzuführen ist. Generell wären jedoch im Bereich der rezirkulierenden Abgase der mageren

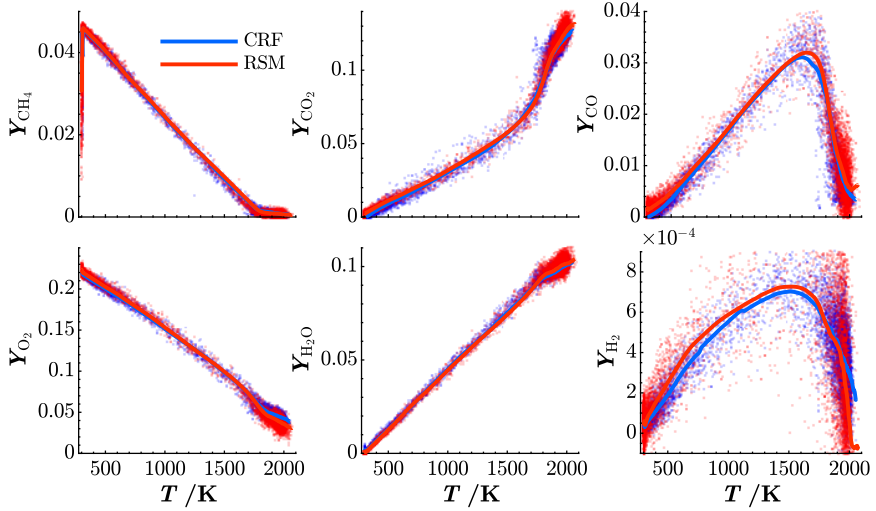
Vormischflamme  $H_2$ -Konzentrationen nahe Null (wie in den RSM-Daten) zu erwarten. Die höheren Werte in den CRF-Daten sind sicherlich zumindest teilweise auch auf die Nichtverwendung der laserenergieabhängigen Hintergrundkorrektur für diesen Datensatz (siehe Abschnitt 3.3.3) zurückzuführen.



**Abbildung 4.4:** Vergleich der radialen Verläufe der Mittelwerte der Massenbrüche von CO und  $H_2$  sowie deren Standardabweichungen aus den Messungen an der CRF (blau) und am RSM (rot) an drei axialen Höhen über dem Brenneraustritt. Mit schwachen Linien dargestellt sind die die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{jet}}$ ), des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ) sowie der Innenkante des Ringspalts 2 ( $r_{\text{Ring2}}$ ).

Aus Abbildung 4.3 geht hervor, dass im Bereich der äußeren Vormischflamme auf der Höhe  $h = 30$  mm nahezu identische Bedingungen bei beiden Messreihen vorliegen sollten. Diese Position bietet sich daher für einen Vergleich der Messreihen in messtechnischer Hinsicht an, der weniger stark von der Brennerjustage abhängt. Für diesen Vergleich zeigt Abbildung 4.5 die Ergebnisse der beiden Messungen im Temperatur-Zustandsraum für je zwei Eduktspezies ( $CH_4$  und  $O_2$ ), zwei Produktspezies ( $CO_2$  und  $H_2O$ ) und zwei Zwischenspezies (CO und  $H_2$ ) als Streudiagramm und im Mittel. Für die Darstellung wurden Messwerte aus dem Bereich  $10 \text{ mm} < r < 25 \text{ mm}$  verwendet. Die Mittelwerte der Massenbrüche der Eduktspezies stimmen über einen weiten Temperaturbereich sehr gut überein. Bei hohen Temperaturen gibt es für die Massenbrüche von  $O_2$  eine Abweichung von ca. 17%. Diese Abweichung ist vergleichbar mit den Kalibrationsergebnissen aus der vertikalen Flamme im gleichen Temperaturbereich (siehe 3.17), liegt jedoch deutlich über den in Tabelle 3.5 angegebenen Werten für die Akkuratheit.

Die Ergebnisse beider Messreihen für die Massenbrüche der Produktspezies liegen sehr nahe beieinander, lediglich für  $CO_2$  sind größere Abweichungen bei hohen Temperatu-



**Abbildung 4.5:** Vergleich der Ergebnisse der Messungen an der CRF (blau) und am RSM (rot) auf der Höhe  $h = 30$  mm über dem Brenneraustritt in der äußeren mageren Vormischflamme. Dargestellt sind Mittelwerte (Linien) und instantane Realisierungen (Punkte) über der gemessenen Temperatur im Bereich von  $10 \text{ mm} < r < 25 \text{ mm}$ . Die linke Spalte zeigt die Massenbrüche der Edukte  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$ , die mittlere Spalte der Produkte  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  und die letzte Spalte die Massenbrüche der Intermediären  $\text{CO}$  und  $\text{H}_2$ .

ren sichtbar. Diese liegen jedoch bei ca. 3% und damit im anhand der Tabelle 3.5 zu erwartenden Bereich.

Auch die Zwischenprodukte  $\text{CO}$  und  $\text{H}_2$  zeigen sehr gut vergleichbare Ergebnisse für beide Messungen. Abweichungen in  $Y_{\text{CO}}$  sind überwiegend durch die unterschiedlichen Messtechniken bedingt,  $Y_{\text{H}_2}$  leidet vor allem unter den geringen Konzentrationen bei hohen Temperaturen und der unterschiedlichen Hintergrundbehandlung.

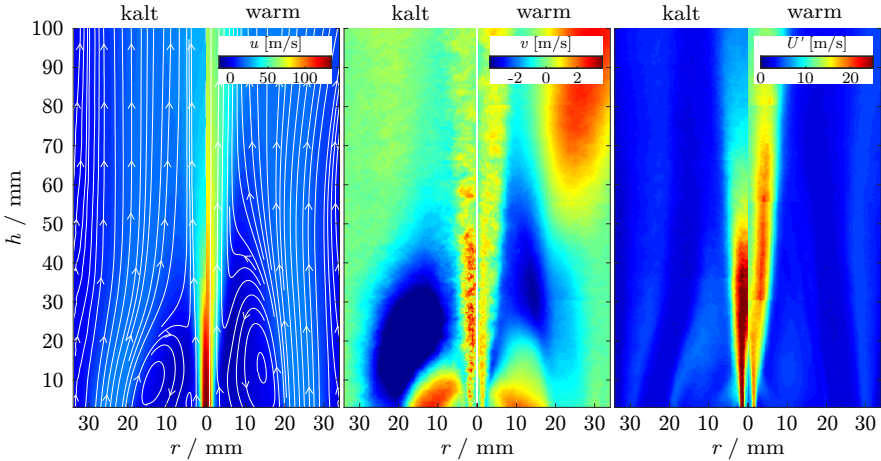
### 4.1.3 Vergleich der kalten und der reagierenden Strömung

Abbildung 4.6 zeigt eine Darstellung der Felder der axialen Geschwindigkeit  $u$ , der radialen Geschwindigkeit  $v$  und der kombinierten Fluktuationen  $U' = \sqrt{u'^2 + v'^2}$  für die kalte (nicht reagierende) Strömung und die warme (reagierende) Strömung im Fall MRB 26b im direkten Vergleich.

Im reagierenden Fall ist die axiale Geschwindigkeit durch thermische Expansion ab einer axialen Höhe von  $h \approx 30$  mm im Vergleich deutlich erhöht. Diese höheren Geschwindigkeiten führen auch zu stärkeren Fluktuationen in der inneren Zone bei größeren Höhen. Der maximale Betrag der Fluktuationen im reagierenden Fall ist zwar im Vergleich durch die dämpfende Wirkung der höheren Gastemperaturen geringer, die Zone hoher Fluktuationen besteht aber in wesentlich höheren axialen Positionen weiter. Dieser Effekt ermöglicht ausgeprägte turbulente Mischungsvorgänge entlang der gesamten inneren Reaktionszone.

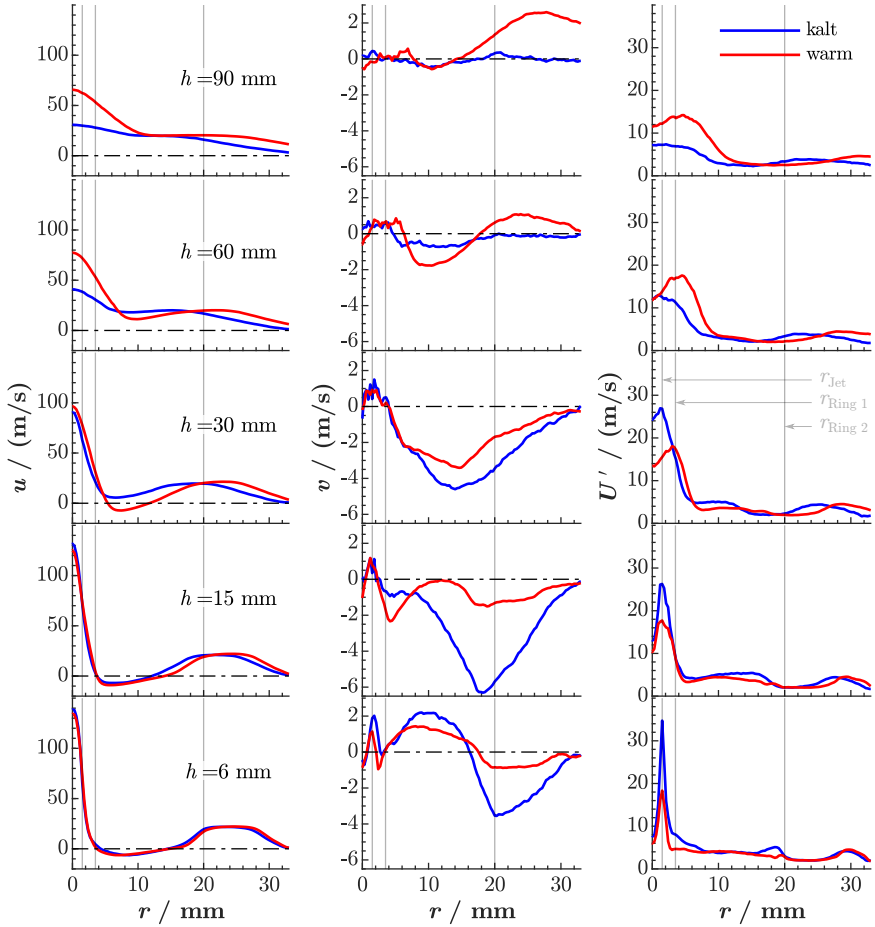
Die axiale Dimension der Rezirkulationszone ist mit  $h \approx 35$  mm im reagierenden deutlich größer als im kalten Fall ( $h \approx 20$  mm). Im Feld der Axialgeschwindigkeit ist dies aufgrund der Skalierung wegen der hohen Geschwindigkeit im Jet schwierig zu erkennen. Das Feld der Radialgeschwindigkeit zeigt jedoch die größere axiale Ausdehnung der negativen Geschwindigkeiten im reagierenden Fall. Diese ist auf eine Überlagerung der Rückström-bewegung mit der radialen thermischen Expansion zurückzuführen. Hierdurch liegen betragsmäßig geringere negative radiale Geschwindigkeiten vor und das Fluid benötigt mehr Zeit, um den Bereich negativer axialer Geschwindigkeit zu erreichen.

Weiter stromab (ab  $h \approx 60$  mm) ist im warmen Fall eine ausgeprägtere Bewegung zu größeren Radien zu sehen, die auf die thermische Expansion durch die Verbrennung in der inneren Reaktionszone sowie auf die heißen Abgase aus der äußeren Vormischflamme zurückzuführen ist. Im kalten Fall zeigt die Strömung keine ausgeprägte Taille, sondern verläuft nach dem Zusammenbruch der Rezirkulationszone weitgehend geradlinig axial.



**Abbildung 4.6:** Darstellung der Felder der axialen Geschwindigkeit  $u$  (linke Abbildung), der radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Abbildung) und der kombinierten Fluktuationen  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$  (rechte Abbildung) im Fall MRB 26b. Die Bilder sind jeweils geteilt und zeigen in der linken Bildhälfte die kalte (nicht reagierende) Strömung und in der rechten die warme (reagierende) Strömung.



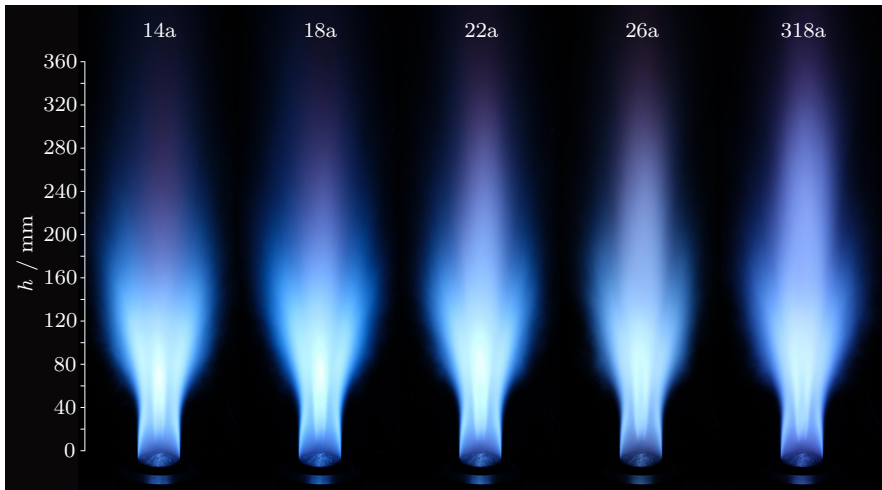


**Abbildung 4.7:** Radialprofile der mittleren axialen Geschwindigkeit  $u$  (linke Spalte), der mittleren radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Spalte) sowie der kombinierten Geschwindigkeitsfluktuation  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$  (rechte Spalte) an fünf axialen Positionen für den Fall 26b. Die reagierende Strömung ist in roter Farbe dargestellt, die nicht-reagierende in blauer Farbe. Mit schwachen Linien dargestellt sind die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{jet}}$ ), des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ) sowie der Innenkante des Ringspalts 2 ( $r_{\text{Ring2}}$ ).

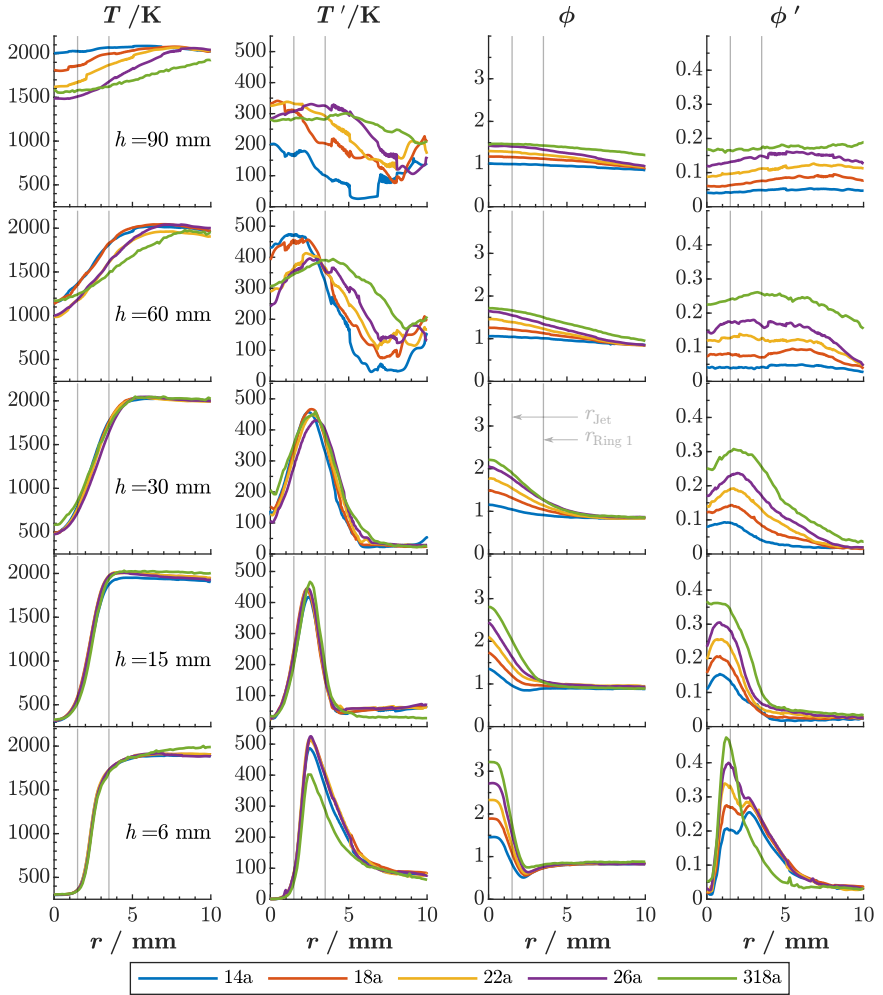
Abbildung 4.7 zeigt die Radialprofile der bereits in Abbildung 4.6 dargestellten Größen. Gut zu erkennen sind auch hier die erhöhte Axialgeschwindigkeit im reagierenden Fall sowie die axiale Verlängerung der Rezirkulationszone. Die turbulenten Fluktuationen erreichen ihr Maximum kurz nach dem Brenneraustritt im Bereich der inneren Scherschicht in der Region bei  $r \approx 5$  mm. Im reagierenden Fall wandert dieses Maximum mit wachsender Höhe über dem Brenneraustritt zu größeren Radien. Im Bereich der Ausströmung aus Ring 2 und in der Rezirkulationszone ist das Ausmaß der Geschwindigkeitsfluktuationen sowohl im kalten als auch im warmen Fall ausgesprochen gering.

#### 4.1.4 Variation des Äquivalenzverhältnisses

In Abbildung 4.8 sind Chemilumineszenzaufnahmen der gesamten Reihe MRB 14a bis MRB 318a dargestellt. Es wird deutlich, dass die globalen Charakteristiken (s. auch Abbildung 4.1) der Flammen wie die Rezirkulationszone, die innere abgehobene Reaktionszone, die äußere Stützflamme sowie die Trennung der Flammenzonen bei allen Konfigurationen erhalten bleiben. Am auffälligsten ist die wachsende Länge der inneren Reaktionszone mit steigendem Äquivalenzverhältnis im Jet, was durch höhere Verfügbarkeit von brennbaren Gemischen in größeren Höhen zu erklären ist. Ebenfalls erscheint die radiale Ausdehnung der inneren Reaktionszone bei höheren  $\phi_{\text{Jet}}$  größer. Die weiter unten diskutierten Radialprofile der Temperatur zeigen jedoch, dass dies nicht auf höhere Temperaturen und thermische Expansion zurückzuführen ist. Vielmehr sorgt vermutlich die stärker ausgeprägte  $\text{CH}^*$ -Lumineszenz in brennstoffreicherer Verbrennung für die in den Fotografien intensiver und breiter erscheinenden inneren Reaktionszonen. Veränderungen im Erscheinungsbild der äußeren Stützflamme durch die Variation der Mischungsverhältnisse in der Jetströmung sind im Gegensatz hierzu nicht erkennbar.



**Abbildung 4.8:** Fotografien der Flammen der a-Serie von 14a bis 318a, aufgenommen mit einer Belichtungszeit von 0,25 s.



**Abbildung 4.9:** Radialprofile der mittleren Temperatur  $T$  (erste Spalte), der Fluktuation der Temperatur  $T'$  (zweite Spalte), des mittleren Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  (dritte Spalte) und der Fluktuation  $\phi'$  (vierte Spalte). Abgebildet sind Ergebnisse für alle MRB-Fälle der a-Serie von 14a bis 318a im inneren radialen Bereich  $0 \text{ mm} < r < 10 \text{ mm}$ . Mit schwachen Linien dargestellt sind die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{jet}}$ ) sowie des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ).

In Abbildung 4.9 sind die Radialprofile der Temperatur  $T$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  sowie deren Fluktuationen in fünf axialen Positionen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie dargestellt. In der Höhe  $h = 6\text{ mm}$  sind Unterschiede zwischen den Flammen fast ausschließlich in den  $\phi$ - und  $\phi'$ -Profilen zu sehen. Die steigenden mittleren Äquivalenzverhältnisse im Jet innerhalb der a-Serie spiegeln sich direkt auch in den Werten der Fluktuationen wider. Abgesehen von den in Abschnitt 4.1.2 diskutierten Justageabweichungen zwischen den Messserien unterscheiden sich die Ergebnisse im Temperaturverlauf nicht signifikant voneinander.

Interessant sind die paarweise übereinstimmenden Temperaturverläufe von 14a mit 18a und 22a mit 26a auf der Höhe  $h = 60\text{ mm}$ . Dieser Effekt beruht vermutlich darauf, dass bei den Flammen 14a und 18a auf der darunter liegenden Höhe  $h = 30\text{ mm}$  auf der Brennerachse im Mittel bereits brennbare Gemische vorliegen. Hierdurch kann die Verbrennung in der inneren Flammenzone weiter zur Brennerachse hin propagieren, wodurch dann weiter stromab bei  $h = 60\text{ mm}$  höhere mittlere Temperaturen in dieser Region vorliegen. Die größere Nähe der Flammenzone zur Brennerachse äußert sich auch in den erhöhten Werten von  $T'$  bei kleinen Radien in diesen beiden Flammen auf der Höhe  $h = 60\text{ mm}$ . Die brennstoffreicheren Fälle liegen in diesem Bereich auf der Höhe  $h = 30\text{ mm}$  jedoch noch außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen, sodass ein Fortschreiten zur Brennerachse verhindert wird und die Flammenzone bei größeren Radien verbleibt (vgl. hierzu auch Anhang C). In größeren Höhen ( $h \geq 60\text{ mm}$ ) liegen dann alle Fälle innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen. Die Temperaturunterschiede auf der Mittelachse bei  $h = 90\text{ mm}$  korrespondieren in etwa mit den Unterschieden in der adiabaten Flammentemperatur der jeweiligen Gemische.

#### 4.1.5 Variation der Austrittsgeschwindigkeit aus Ringspalt 1

Sichtbare Unterschiede zwischen a-Konfigurationen ( $u_{R1} = 7,5\text{ ms}^{-1}$ ) und b-Konfigurationen ( $u_{R1} = 15\text{ ms}^{-1}$ ) bestehen hauptsächlich in der Höhe des Abhebens der inneren Flammenzone. Wie zuvor diskutiert, isoliert die reine Luftströmung aus Ring 1 das Gemisch in der Jetströmung von den heißen Abgasen der äußeren Vormischflamme. Somit ist das höhere Abheben der inneren Flamme in den b-Konfigurationen nicht überraschend. Zudem werden durch die höhere Austrittsgeschwindigkeit der Strömung aus Ring 1 die Scherspannungen zwischen Jet und Rezirkulationszone gemindert, wodurch auch die Intensität der Durchmischung in der Nähe des Brenneraustrittes reduziert wird. Dieser Unterschied ist in Abbildung 4.10 sehr gut sichtbar. Gezeigt sind in der linken Bildhälfte ein Ausschnitt aus einer Fotografie der Flammenkonfiguration 22a, in der rechten Bildhälfte eine Abbildung der Konfiguration 22b.

Diese Unterschiede haben durchaus auch eine messtechnische Relevanz: Für die Raman-/Rayleigh-Messungen an der CRF und am RSM ist die Höhe der Messebenen für beide Konfigurationen identisch festgelegt worden. Durch die unterschiedliche Höhe des Abhebens ist es denkbar, dass entweder die a-Konfigurationen oder die b-Konfigurationen interessantere Ergebnisse liefern. Dies hängt davon ab, ob die Messebenen jeweils mit den Positionen in der Flamme übereinstimmen, an denen die meisten regimeübergreifenden Verbrennungsprozesse vorliegen. Somit wären die a-Konfigurationen „sparsamer“ zu vermessen, da sich die relevanten Regionen in einem kleineren räumlichen Bereich befinden. Im Hinblick auf PIV/PLIF-Messungen könnten die b-Konfigurationen besser geeignet sein, da der Stabilisierungspunkt oberhalb des Brenners aufgrund des größeren Abstandes vom Brennerkörper messtechnisch besser zugänglich ist.

Abbildung 4.11 zeigt eine Darstellung der Felder der axialen Geschwindigkeit  $u$ , der radialen Geschwindigkeit  $v$  und der kombinierten Fluktuationen  $U' = \sqrt{u'^2 + v'^2}$  für die Flam-

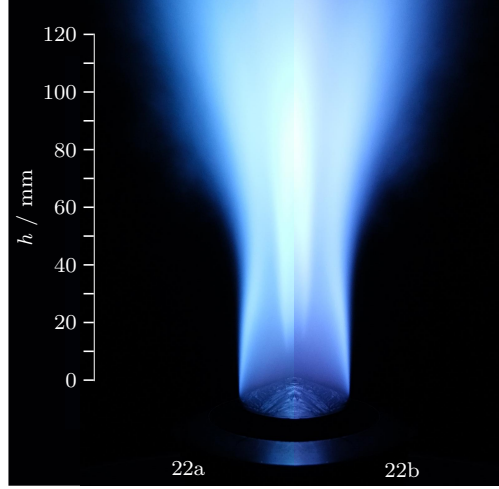


Abbildung 4.10: Fotografien der Flammen 22a (links) und 22b (rechts).

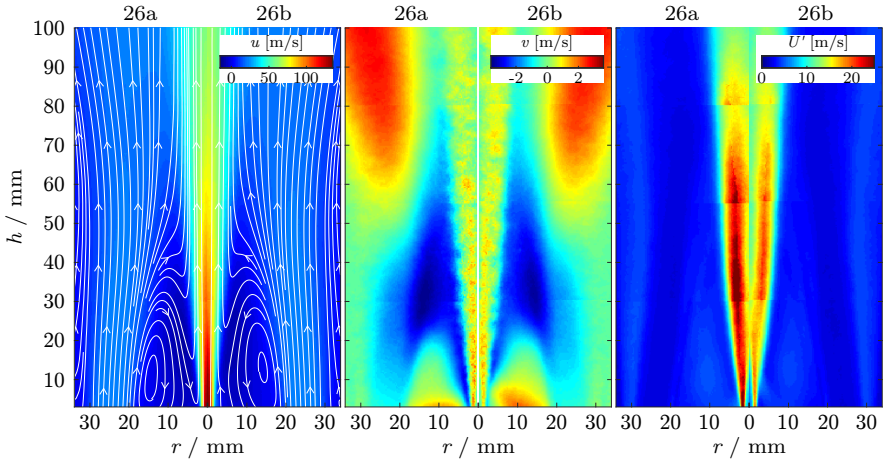


Abbildung 4.11: Darstellung der Felder der axialen Geschwindigkeit  $u$  (linke Abbildung), der radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Abbildung) und der kombinierten Fluktuationen  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$  (rechte Abbildung). Die Bilder sind jeweils geteilt und zeigen in der linken Bildhälfte die Konfiguration 26a und in der rechten die Konfiguration 26b.

men MRB 26a und 26b im direkten Vergleich. Deutliche Unterschiede im Strömungsfeld sind hier nur in den Fluktuationen zu erkennen: Die kombinierten Geschwindigkeitsfluktuationen  $U'$  sind im Fall 26a deutlich höher.

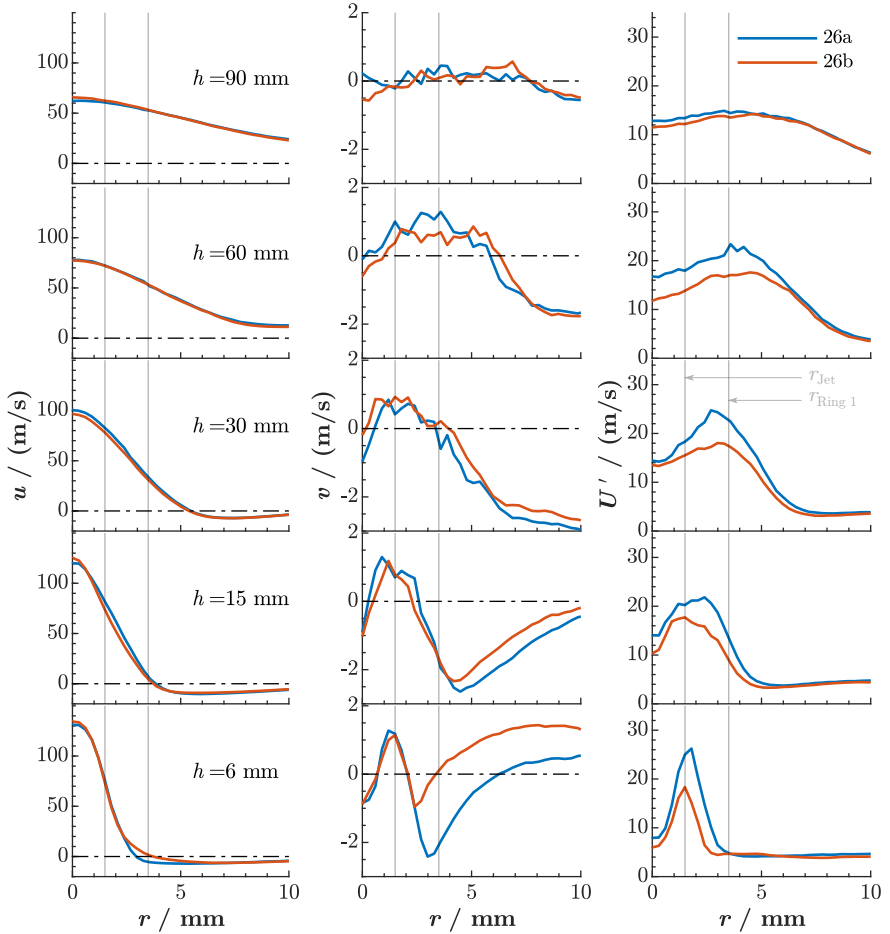
Die zugehörigen Radialprofile sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Da ein starker Einfluss der Strömung aus Ring 1 nur im inneren Bereich zu erwarten ist, sind nur Profile bis zu einem Radius von  $r = 10\text{ mm}$  gezeigt. In den Radialprofilen der mittleren axialen Geschwindigkeit sind Unterschiede zwischen Fall 26a und Fall 26b hauptsächlich in der unteren Messposition  $h = 6\text{ mm}$  sichtbar. Hier ergibt sich für den b-Fall wegen der höheren Ausströmgeschwindigkeit aus Ring 1 ein etwas breiteres Profil.

Deutliche Unterschiede sind im Verlauf der mittleren radialen Geschwindigkeitskomponente in der untersten Position zu sehen. Am Außendurchmesser von Ring 1 sind die Radialgeschwindigkeiten im a-Fall deutlich negativer. Diese Abweichung ähnelt der zuvor (Abschnitt 4.1.3) diskutierten zwischen der kalten und der warmen Strömung. Bedingt durch das höhere Abheben der Flamme im b-Fall könnten die Abweichungen auch hier thermisch bedingt sein.

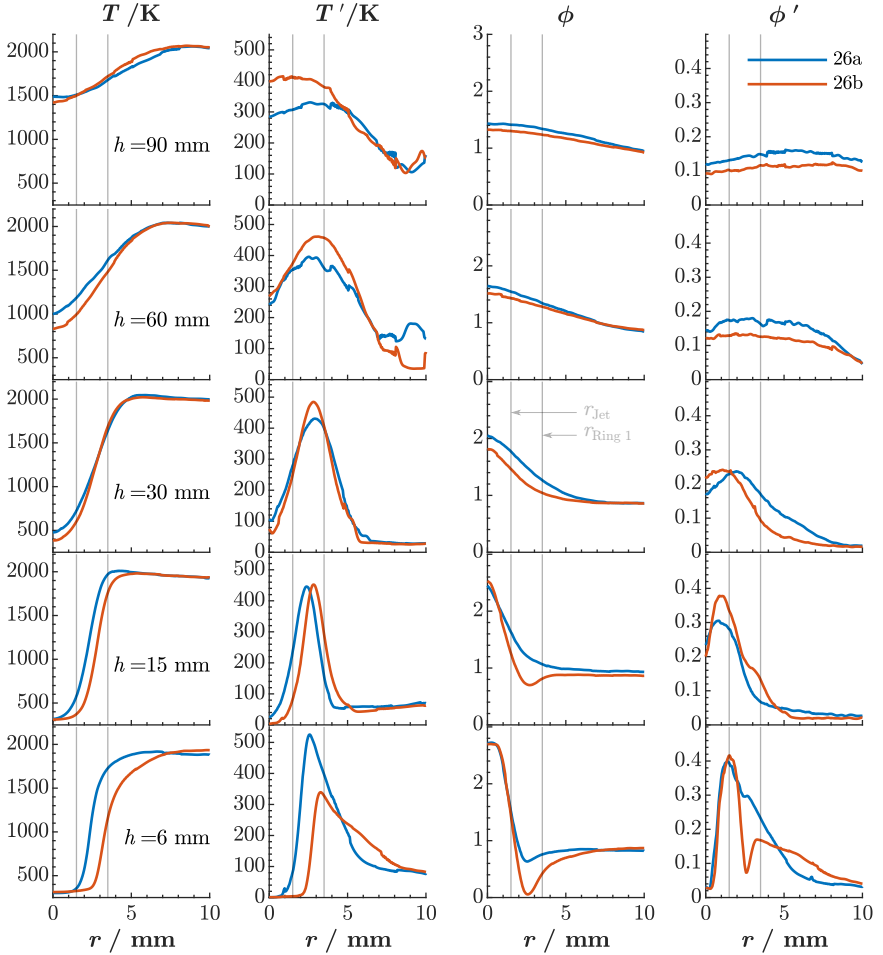
Die kombinierten Geschwindigkeitsfluktuationen  $U'$  weisen im Bereich der inneren Zone über sämtliche Höhen hinweg im Fall 26a größere Werte auf. Dies betrifft auch beide Einzelkomponenten in ähnlichen Ausmaß (nicht gezeigt). Die höheren Fluktuationen haben wahrscheinlich im steileren Gradienten der Axialgeschwindigkeit sowie in der stärker ausgeprägten Radialkomponente im Bereich nahe dem Brenneraustritt ihren Ursprung.

In Abbildung 4.13 sind die Radialprofile der Temperatur  $T$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  sowie deren Fluktuationen für die beiden Flammen dargestellt. Die schnellere Ausströmung der reinen Luft aus Ring 1 im Fall 26b hat einen deutlichen Einfluss auf die Radialprofile beider Skalare. Auf der untersten axialen Position liegt hier im Bereich oberhalb von Ring 1 fast reine Luft vor. Auch die Fluktuation  $\phi'$  zeigt an dieser Stelle ein lokales Minimum. Die Mischungszone mit dem heißen Abgas aus Ring 2 wird ebenfalls verschoben: Der maximale Gradient der mittleren Temperatur und die maximalen Fluktuationen der Temperatur liegen im Fall 26b eher an der Außenkante von Ring 1. Hier findet die Mischung der Abgase fast ausschließlich mit reiner Luft aus Ring 1 statt. Weiter stromab gleichen sich die Profile der beiden Skalare zwischen den Flammen tendenziell aber weiter an.

Auffällig ist, dass im a-Fall zwar Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen auf der untersten Ebene höher sind, die Werte der Fluktuationen des Äquivalenzverhältnisses jedoch nicht.



**Abbildung 4.12:** Radialprofile der mittleren axialen Geschwindigkeit  $u$  (linke Spalte), der mittleren radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Spalte) sowie der kombinierten Geschwindigkeitsfluktuation  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$  (rechte Spalte) an fünf axialen Positionen für die Fälle 26a und 26b. Fall 26a ist in blauer Farbe dargestellt, Fall 26b in roter Farbe. Mit schwachen Linien dargestellt sind die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{jet}}$ ) sowie des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring1}}$ ).



**Abbildung 4.13:** Radialprofile der mittleren Temperatur  $T$  (erste Spalte), der Fluktuation der Temperatur  $T'$  (zweite Spalte), des mittleren Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  (dritte Spalte) und der Fluktuation  $\phi'$  (vierte Spalte). Abgebildet sind Ergebnisse für die MRB-Fälle 26a und 26b im inneren radialen Bereich  $0 \text{ mm} < r < 10 \text{ mm}$ . Mit schwachen Linien dargestellt sind die Radien an den Außenkanten des Jets ( $r_{\text{Jet}}$ ) sowie des Ringspalts 1 ( $r_{\text{Ring 1}}$ ).

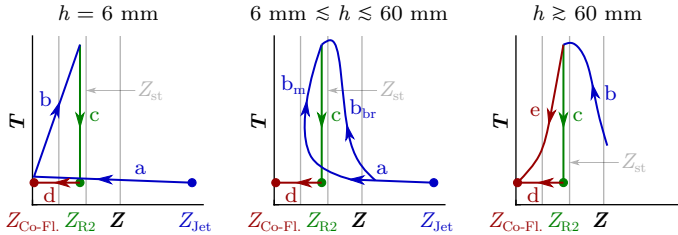


### 4.1.6 Betrachtung im $Z$ -Zustandsraum

Nach der eingehenden Betrachtung der Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Skalarfeldmessungen im Ortsraum folgen nun Darstellungen und Diskussionen der Skalar­daten im  $Z$ -Zustandsraum anhand von Streudiagrammen der Temperatur und der Massenbrüche von  $\text{CH}_4$  und  $\text{CO}$ .

#### Temperatur $T$ über Mischungsbruch $Z$

Abbildung 4.14 beinhaltet eine schematische Darstellung der Trajektorien von  $T$  im  $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver  $r$ -Richtung von der Brennerachse. Diese Darstellung soll die Diskussion der Streudiagramme in Abbildung 4.15 erleichtern. Abbildung 4.15 zeigt Streudiagramme für alle Fälle der a-Serie sowie einen Vergleichsfall (318b) aus der b-Serie auf fünf Höhen  $h$  über dem Brenneraustritt. Die farbliche Codierung des radialen Aufnahmeorts erlaubt eine Zuordnung zu den jeweiligen Zonen der Flamme.

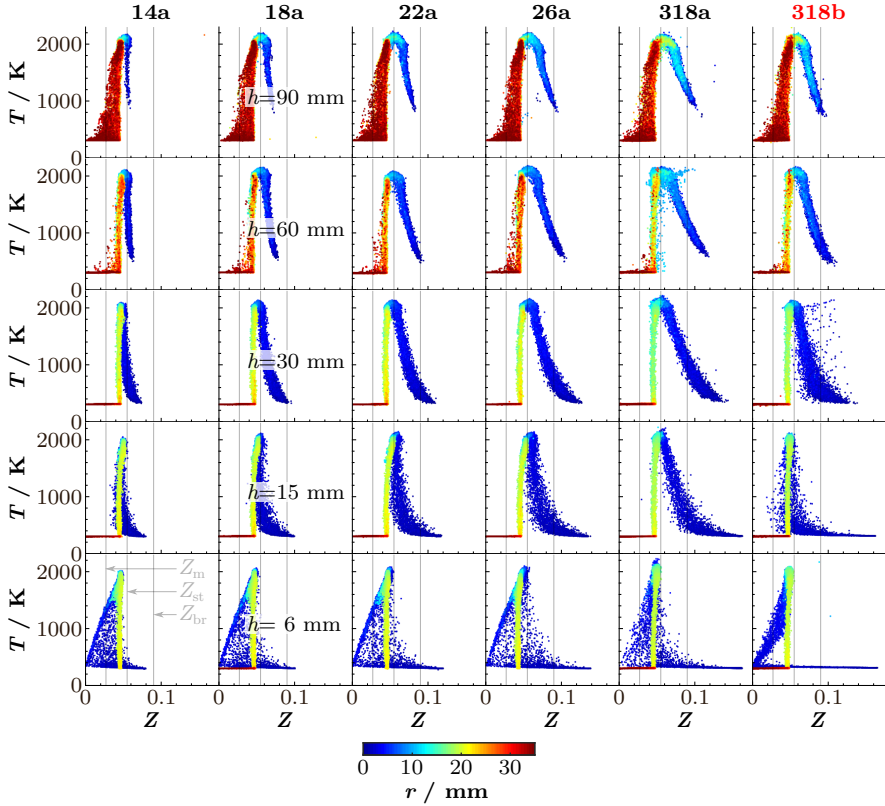


**Abbildung 4.14:** Schematische Darstellung der Trajektorien von  $T$  im  $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver  $r$ -Richtung von der Brennerachse. Dargestellt ist die Entwicklung der Trajektorien vom Bereich nahe am Brenneraustritt (linke Spalte) über den mittleren axialen Bereich (mittlere Spalte) bis hin zu größeren Höhen über dem Brenneraustritt (rechte Spalte).

**Unterste Messposition:** Bei  $h = 6 \text{ mm}$  ist die innere Flamme noch nicht vollständig stabilisiert. Daher findet hier hauptsächlich Mischung zwischen Jet und Ring 1 statt, dargestellt mit der Linie „a“. Die Luft aus Ring 1 wird beim Durchströmen des Staukörpers leicht vorgewärmt und hat daher etwas höhere Temperaturen als die Mischungen aus Ring 2 und dem Jet.

Die reine Luftströmung aus Ring 1 mischt sich mit den Abgasen der äußeren Vormischflamme (Linie „b“) und erreicht so höhere Temperaturen und Mischungsbrüche. In den a-Fällen finden auf dieser Höhe zusätzlich bereits auch ausgeprägte Mischungsvorgänge des Brennstoff-Luft-Gemisches aus dem Jet mit den rezirkulierenden Abgasen statt. Diese werden im rechts dargestellten Fall 318b durch die höhere Geschwindigkeit der reinen Luft aus Ring 1 noch unterbunden, sodass die Fläche zwischen den Linien „a“, „b“ und „c“ in der untersten Messebene kaum Samples enthält. Die Beobachtung, dass bei den brennstoffreicheren Fällen 22a und 26a auf dieser Höhe bereits Samples aus Bereichen nahe der Brennerachse mit höheren Mischungsbrüchen als  $Z_{\text{Ring2}}$  höhere Temperaturen als die äußere Vormischflamme erreichen, deutet auf die einsetzende Verbrennung an der inneren Zone hin. Diese Interpretation wird im übernächsten Unterabschnitt im Rahmen der Diskussion der  $\text{CO}$ -Massenbrüche wieder aufgegriffen. Im Fall 318b ist dieser Effekt aufgrund der Trennung der brennstoffführenden Ströme durch Ring 1 nicht zu beobachten.

In beiden am RSM vermessenen Konfigurationen 318a und 318b ist Linie „b“ vergleichsweise weniger scharf ausgebildet. Auch das gerade beschriebene Einsetzen der Reaktion



**Abbildung 4.15:** Streudiagramme der Temperatur  $T$  aufgetragen über dem Mischungsbruch  $Z$  auf fünf axialen Höhen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie. In der rechten Spalte zum Vergleich eine Flamme der b-Serie (318b). Die Diagramme enthalten jeweils 200 Realisierungen aus radialen Inkrementen von 0,25 mm. Die Farbskala zeigt die radiale Aufnahmeposition der einzelnen Realisierungen. Mit schwachen Linien dargestellt sind die angenommenen mageren und brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenzen  $Z_m = 0,027$  und  $Z_{br} = 0,09$  sowie der stöchiometrische Mischungsbruch  $Z_{st}$ .

an der inneren Zone ist bei 318a nicht zu erkennen. Diese Abweichungen sind vermutlich auf die in Abschnitt 4.1.2 angeführten Unsicherheiten in der Brennerjustage zurückzuführen. Bereits in den Radialprofilen von  $\phi$  (und damit auch  $Z$ ) (siehe Abbildung 4.3) ist für die RSM-Messungen ja ein schwächerer Einfluss der reinen Luftströmung aus Ring 1 zu erkennen.

Linie „c“ repräsentiert die Verbrennung in der äußeren mageren Vormischflamme. Bei gedanklicher Traversierung zu größeren Radien findet hier ein Übergang von heißen Abgasen zu kalten Edukten in einem sehr schmalen Wertebereich des Mischungsbruchs  $Z$  statt.

Da auf der untersten Ebene nicht für alle Flammen die größten Radien vermessen wurden, fehlt Linie „d“ in einigen Streudiagrammen (Flammen 14a, 22a, 26a). Diese Linie steht für die Mischungszone zwischen dem Gemisch aus Ring 2 und der reinen Luftströmung aus dem umgebenden Co-Flow.

**Mittlerer Höhenbereich:** Auf der Höhe  $h = 15$  mm ist die reine Luft aus Ring 1 weitgehend mit den anderen Strömen vermischt. Linie „a“ ist hier nicht mehr zu erkennen. Die Reaktion an der inneren Scherschicht hat bereits begonnen und Samples im Bereich kleiner Radien innerhalb der Linien „b<sub>m</sub>“ (mager) und „b<sub>br</sub>“ (brennstoffreich) erreichen hohe Temperaturen. Bei den eher mageren Konfigurationen findet dies in einem schmalen  $Z$ -Bereich innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen statt. Hier sind daher eher rein vorgemischte Verbrennungsvorgänge zu erwarten. Beim Übergang zu den brennstoffreicheren Fällen wird dieser Bereich breiter und erreicht auch Bereiche rechts von der brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenze. Hier könnte ein größerer Anteil von stratifizierter Verbrennung, aber auch von partiell vorgemischter Verbrennung vorliegen. Im Vergleich zwischen den Fällen 318a und 318b ist die abmagernde Wirkung der Strömung aus Ring 1 deutlich zu erkennen.

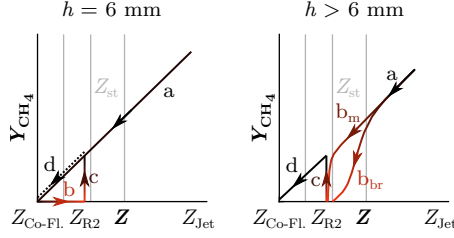
Weiter stromab beginnen immer mehr brennstoffreichere Samples mit dem Übergang zu höheren Temperaturen. Insbesondere in den brennstoffreicheren Konfigurationen bildet sich eine Ansammlung von Messwerten im Bereich des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $Z_{st}$  bei hohen Temperaturen aus, wie sie im Falle einer nicht-vorgemischten Verbrennung zu erwarten ist. Interessanterweise finden sich hier auch Realisierungen aus der Region  $r \approx 15$  mm, also eher aus der äußeren Reaktionszone. Hier liegt daher möglicherweise doch eine Interaktion zwischen den beiden Flammenzonen vor.

**Oberste Messposition:** In der Höhe  $h = 90$  mm über dem Brenneraustritt zeigen sich im Bereich großer Radien Mischungsvorgänge zwischen dem Abgas der mageren Vormischflamme mit der Co-Flow-Strömung. Dieser Bereich liegt zwischen den Linien „c“, „d“ und „e“. Auf niedrigeren Höhen war hingegen nur eine Mischung von kalten Edukten aus Ring 2 mit dem Co-Flow zu sehen.

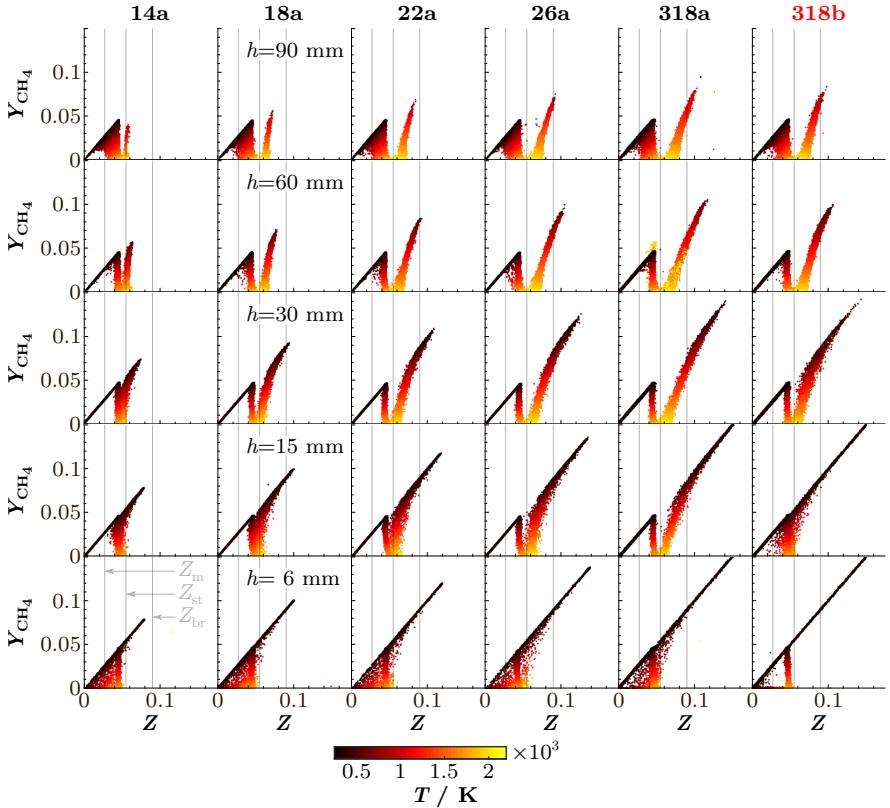
### CH<sub>4</sub>-Massenbruch $Y_{CH_4}$ über Mischungsbruch $Z$

Streudiagramme des Massenbruchs von CH<sub>4</sub> aufgetragen über dem Mischungsbruch  $Z$  auf fünf axialen Höhen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Zum leichteren Verständnis der Streudiagramme ist in Abbildung 4.16 wieder eine schematische Darstellung der Haupttrajektorien vergleichbar mit Abbildung 4.14 gegeben.

**Unterste Messposition:** Gut zu erkennen sind die Linien reiner Mischung zwischen Jet und Ring 1 (Linie „a“) sowie zwischen reiner Luft aus dem Co-Flow und magerer Mischung



**Abbildung 4.16:** Schematische Darstellung der Trajektorien von  $Y_{CH_4}$  im  $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver  $r$ -Richtung von der Brennerachse. Dargestellt sind Trajektorien im Bereich nahe am Brenneraustritt (links) und auf den übrigen Höhen (rechts).



**Abbildung 4.17:** Streudiagramme des Massenbruchs von  $CH_4$  aufgetragen über dem Mischungsbruch  $Z$  auf fünf axialen Höhen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie. In der rechten Spalte zum Vergleich eine Flamme der b-Serie (318b). Die Diagramme enthalten jeweils 200 Realisierungen aus radialen Inkrementen von 0,25 mm. Die Farbskala zeigt die gemessene Temperatur der einzelnen Realisierungen. Mit schwachen Linien dargestellt sind die angenommenen mageren und brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenzen  $Z_m = 0,027$  und  $Z_{br} = 0,09$  sowie der stöchiometrische Mischungsbruch  $Z_{st}$ .

aus Ring 2 im unverbrannten Zustand (Linie „d“) als Geraden im  $Z$ -Zustandsraum. Realisierungen aus der Ring 2-Strömung erreichen in der äußeren Vormischflamme bei nahezu gleichbleibenden Werten des Mischungsbruchs unter Umsetzung von  $\text{CH}_4$  höhere Temperaturen (Linie „c“). Mischungsvorgänge zwischen reiner Luft aus Ring 1, brennstoffreicher Mischung aus dem Jet und Verbrennungsprodukten aus der mageren äußeren Flamme führen zu einer Füllung der Fläche unterhalb der Mischungslinie mit mageren Realisierungen bei mittleren Temperaturen. Dieser Effekt wird im gezeigten b-Fall durch die höheren Austrittsgeschwindigkeiten reiner Luft aus Ring 1 weitgehend unterbunden.

**Mittlerer Höhenbereich:** Ab einer Höhe von  $h = 15\text{ mm}$  beinhaltet die linke Seite der Mischungslinie „a“ praktisch keine Samples mehr aus Ring 1, sondern lediglich aus dem Co-Flow (Linie „d“). Die Ausbildung der inneren Reaktionszone ist zu beobachten: Samples erreichen bei im Vergleich zur äußeren Flamme höheren Mischungsbrüchen hohe Temperaturen und niedrigere  $\text{CH}_4$ -Massenbrüche (Linien „b<sub>m</sub>“ bzw. „b<sub>br</sub>“). Je höher der Mischungsbruch im Jet, desto früher trennen sich die Samples von der reinen Mischungslinie. Auf dieser Höhe liegen die Mischungsverhältnisse für alle MRB-Fälle weitgehend innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen von Methan.

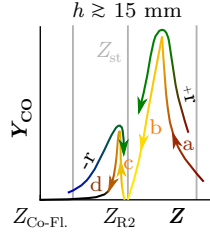
Ab einer Höhe von  $h = 30\text{ mm}$  erreichen in den brennstoffreichen Konfigurationen zunehmend mehr Samples auf der rechten Seite der brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenze höhere Temperaturen. Die innere Reaktionszone ähnelt in ihrer Struktur im Zustandsraum immer mehr einer nicht-vorgemischten Flamme. Die Trennung der inneren und äußeren Reaktionszone im  $Z$ -Zustandsraum wird in allen MRB-Konfigurationen deutlicher.

**Oberste Messposition:** Der brennstoffreiche Ast der Mischungslinie „a“ ist in allen Konfigurationen durch Mischungsvorgänge deutlich verkürzt. Lediglich in den Fällen 318a und 318b verbleiben noch wenige Samples außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen im brennstoffreichen Bereich.

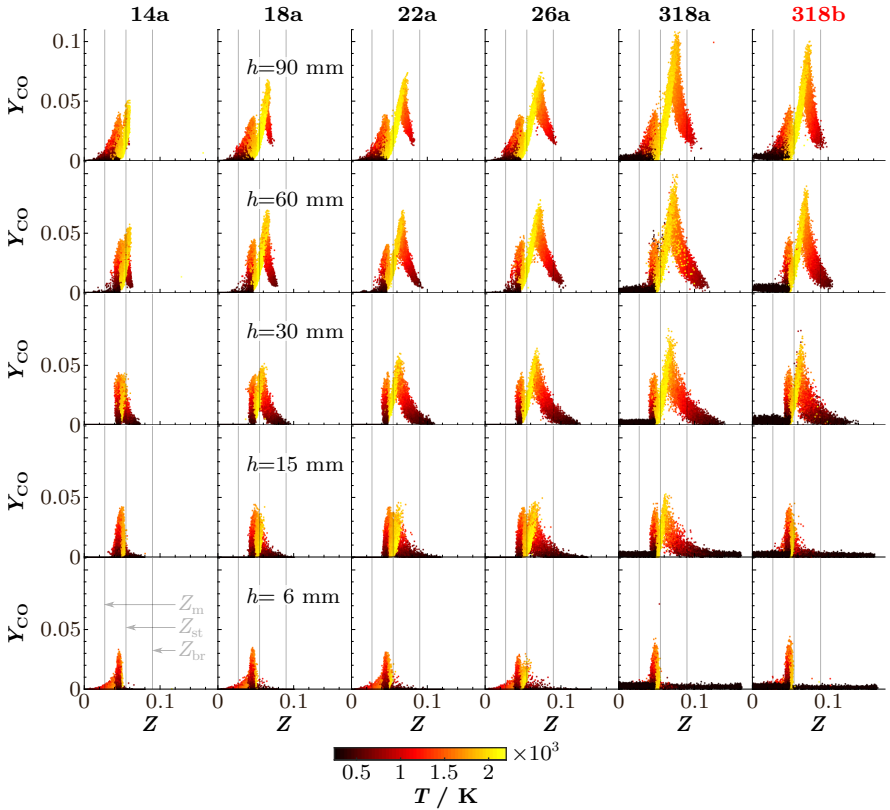
## CO-Massenbruch $Y_{\text{CO}}$ über Mischungsbruch $Z$

Die Betrachtung der Zwischenspezies CO bietet, da sie vorwiegend in den Flammenzonen vorliegt, weitere Einblicke in die Struktur der MRB-Flammen. In Abbildung 4.19 sind Streudiagramme des Massenbruchs von CO aufgetragen über dem Mischungsbruch  $Z$  auf fünf axialen Höhen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie und 318b zusammengestellt. Eine schematische Darstellung der typischen Trajektorien und eine Illustration der zugehörigen radialen Positionen bietet Abbildung 4.18. Die Benennung der Trajektorien stimmt in dieser Abbildung nicht vollständig mit den vorangegangenen Hilfsabbildungen 4.14 und 4.16 überein.

Anhand der Trajektorien von CO im Zustandsraum lassen sich die innere und die äußere Reaktionszone sehr gut identifizieren. Samples mit hohen Mischungsbrüchen aus der Jetströmung erreichen zunächst unter steigender Temperatur und abnehmenden Mischungsbrüchen hohe Massenbrüche von CO (Linie „a“). Auf diesem hohen Temperaturniveau wird CO im Anschluss nahezu vollständig bei weiter bis zu etwa  $Z_{\text{st}}$  abnehmenden Mischungsbrüchen umgesetzt (Linie „b“). Eine Betrachtung der radialen Herkunft der Samples (nicht dargestellt) zeigt, dass die Verfolgung der beiden Linien „a“ und „b“ von der Brennerachse weg verläuft. Dieser Verlauf von  $Y_{\text{CO}}$  im Orts- sowie im  $T$ - und  $Z$ -Zustandsraum entspricht weniger einer reinen Vormischflamme als nicht-vorgemischten oder stratifizierten Flammen. Vor allem in den brennstoffreicheren Konfigurationen erreichen die Werte von  $Y_{\text{CO}}$  in der inneren Reaktionszone aufgrund der brennstoffreicheren Mischungen deutlich höhere Werte als in der äußeren Vormischflamme.



**Abbildung 4.18:** Schematische Darstellung der Trajektorien von  $Y_{CO}$  im  $Z$ -Raum bei gedanklicher Traversierung in positiver  $r$ -Richtung von der Brennerachse. Die zugehörigen radialen Trajektorien sind ebenfalls illustriert.



**Abbildung 4.19:** Streudiagramm des Massenbruchs von CO aufgetragen über dem Mischungsbruch  $Z$  auf fünf axialen Höhen über dem Brenneraustritt für alle Flammen der a-Serie. In der rechten Spalte zum Vergleich eine Flamme der b-Serie (318b). Die Diagramme enthalten jeweils 200 Realisierungen aus radialen Inkrementen von 0,25 mm. Die Farbskala zeigt die gemessene Temperatur der einzelnen Realisierungen. Mit schwachen Linien dargestellt sind die angenommenen mageren und brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenzen  $Z_m = 0,027$  und  $Z_{br} = 0,09$  sowie der stöchiometrische Mischungsbruch  $Z_{st}$ .

Die äußere Vormischflamme ist wie zuvor bei den Betrachtungen von Streudiagrammen der Temperatur (Abbildung 4.15) und des  $\text{CH}_4$ -Massenbruchs (Abbildung 4.17) als senkrechte Linie „c“ zu sehen. Bemerkenswert ist, dass auch in der äußeren Zone die Äste des Entstehens von CO mit steigender Temperatur (Linie „d“) und des Ausbrennens bei hoher Temperatur (Linie „c“) einen gewissen Bereich im Zustands- und Ortsraum umfassen. Der Umsatz von CO bei hohen Temperaturen geschieht bei kleineren Radien und bei gegenüber  $Z_{\text{Ring2}}$  leicht erhöhten Mischungsbrüchen. Im Mittel brennt die äußere Flammenzone daher auch leicht stratifiziert. Es ist anzunehmen, dass die Erhöhung von  $Z$  aus dem Bereich der brennstoffreicheren Mischung in der Nähe der Brennerachse stammt. Die Massenbrüche von CO sind am Ende von Linie „d“ auch etwas höher, als sie im Gleichgewicht einer Vormischflamme nahe der Stöchiometrie zu erwarten wären (knapp  $4 \times 10^{-3}$ ), sodass ein Transport von CO aus der inneren Zone denkbar ist. Abschnitt 4.2.3 widmet sich den Ursachen dieses Transports.

## 4.2 Die Reaktionszonen

Detaillierte Untersuchungen der inneren und äußeren Reaktionszone sind Gegenstand dieses Abschnitts. Diskutiert werden Methoden zur Identifikation der Reaktionszonen, ihre jeweilige Lage im Orts- und Zustandsraum sowie ihre wechselseitige Interaktion.

### 4.2.1 Identifikation der Reaktionszonen

In der äußeren Reaktionszone werden die aus Ring 2 ausströmenden Edukte überwiegend in Form einer reinen Vormischverbrennung zu Produkten umgesetzt. Die Lage der Reaktionszone kann hier anhand der Lage des betragsmäßig maximalen Temperaturgradienten zwischen Edukt- und Produktseite (vgl. auch Abbildung 2.1) identifiziert werden. Die innere Reaktionszone liegt hingegen in Bereichen, in denen Mischungsvorgänge zwischen den unverbrannten Strömen aus Jet und Ring 1 und rezirkulierten heißen Verbrennungsprodukten aus der äußeren Reaktionszone stattfinden. Die Lage des maximalen Temperaturgradienten ist in dieser Zone kein eindeutiger Indikator für die Position der Flammenfront.

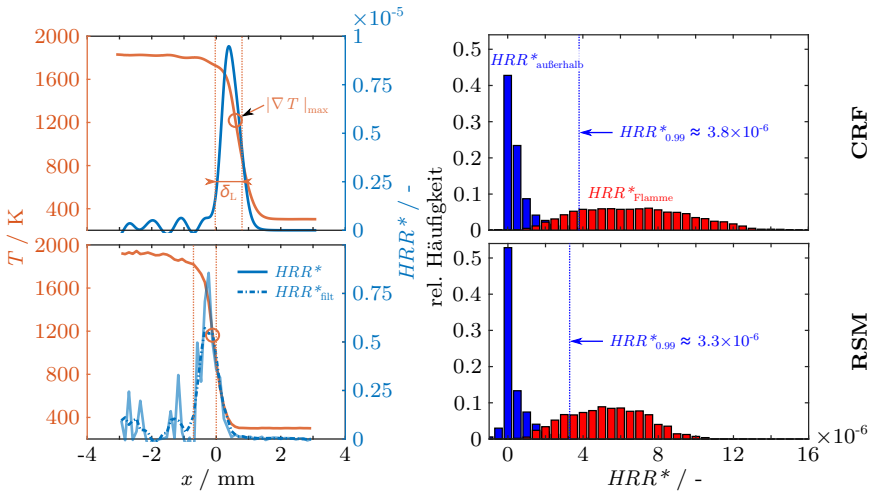
Eine alternative Möglichkeit zur Flammenlokalisierung ist die Identifikation der Lage des Maximalwerts der Wärmefreisetzungsrate  $HRR$  (*heat release rate*) der Verbrennungsreaktion. Da die Wärmefreisetzungsrate  $HRR$  aus den vorliegenden experimentellen Daten nicht zugänglich ist, muss eine Pseudo-Wärmefreisetzungsrate  $HRR^*$  als Ersatzgröße herangezogen werden. Cutcher [115] verglich hierzu vier verschiedene aus experimentell zu ermittelnden Größen zusammengesetzte Ersatzgrößen. Die Beurteilung ihrer Eignung als Indikator für die Lage der Flamme basierte auf dem Vergleich der Lage ihres Maximums in laminaren Flammenrechnungen mit der Lage des Maximums der errechneten Wärmefreisetzungsrate. Von den vier untersuchten Indikatoren  $Y_{\text{CO}}$ ,  $Y_{\text{CO}} \cdot Y_{\text{H}_2}$ ,  $Y_{\text{CO}} \cdot Y_{\text{OH}}$  und  $Y_{\text{CH}_2\text{O}} \cdot Y_{\text{OH}}$  können nur die ersten beiden aus den im Rahmen der vorliegenden Arbeit genutzten Messergebnissen ermittelt werden. Da das Produkt der Massenbrüche von CO und  $\text{H}_2$  etwas bessere Ergebnisse bezüglich der Lage der maximalen Wärmefreisetzung lieferte ([115]), wird die Größe  $HRR^* = Y_{\text{CO}} \cdot Y_{\text{H}_2}$  im Folgenden als Ersatz-Wärmefreisetzungsrate verwendet.

Die Ersatzgröße  $HRR^*$  erlaubt keine quantitative Aussage über den Betrag der Wärmefreisetzung, sondern kann nur als Indikator für die Lage der maximalen Wärmefreisetzung verwendet werden. Um  $HRR^*$  dennoch zur Unterscheidung von Verbrennungs- und Mi-

schungsvorgängen verwenden zu können, wurde für die Messungen an der CRF und am RSM jeweils ein Schwellwert von  $HRR^*$  definiert. Zur Schwellwertbestimmung wurden je 500 Aufnahmen aus Messungen in der vertikalen Flamme (vgl. Abschnitt 3.3.3) herangezogen. Ziel war es, die Werte für  $HRR^*$ , die typischerweise innerhalb der Flammenzone vorliegen, von denjenigen außerhalb der Flamme abzugrenzen. Die Vorgehensweise zur Schwellwertbestimmung ist in Abbildung 4.20 illustriert.

Im ersten Schritt wurde die Häufigkeitsverteilung von  $HRR^*$  innerhalb der Flamme ermittelt. Hierzu wurde zunächst anhand des maximalen Betrags des Temperaturgradienten die räumliche Position der Flamme und mittels Gleichung 2.9 die Dicke der Flamme  $\delta_l$  bestimmt. Da die räumlichen Positionen der Maxima von  $HRR^*$  und  $\nabla T$  etwas voneinander abweichen, wurde ein um das Maximum von  $HRR^*$  zentrierter Bereich der Breite  $\delta_l$  ausgewertet. Dieses Vorgehen ist anhand je einer an der CRF und einer am RSM gemessenen Einzelaufnahme in der linken Hälfte der Abbildung 4.20 dargestellt. Die am RSM ermittelten Verläufe von  $HRR^*$  sind wegen des Fehlens eines Entrauschungsalgorithmus und der Nichtverfügbarkeit von CO-LIF stärkerem Rauschen unterworfen und mussten daher mit einem Medianfilter (Breite 5 Pixel) vorbehandelt werden ( $HRR^*_{\text{filt}}$ ).

In der rechten Bildhälfte ist ein Vergleich der Verteilung der Werte in der Flammenzone (rot) mit der Verteilung aller Werte außerhalb der Flammenzone (blau) dargestellt, wobei die  $HRR^*$ -Werte in Klassen einer Breite von  $0,5 \cdot 10^{-6}$  eingeteilt wurden. Als Schwellwert für  $HRR^*$  wurde das 99%-Perzentil  $HRR^*_{0.99}$  aller Werte außerhalb der Flammenzone gewählt. Für die Messungen an der CRF und am RSM ergeben sich Werte von  $3,8 \cdot 10^{-6}$  bzw.  $3,3 \cdot 10^{-6}$ . Die Bestimmung von Perzentilen erfolgt hier und in späteren Abschnitten unabhängig von der Klassierung der Werte.



**Abbildung 4.20:** Bestimmung des Schwellwertes für  $HRR^*$ : Beispielhafte Einzelaufnahmen der Verläufe von  $T$ ,  $HRR^*$  aus der vertikalen Flamme mit einer Illustration der Flammenzone (links). Häufigkeitsverteilung der Werte von  $HRR^*$  in der Flammenzone (rot) und der Werte außerhalb der Flammenzone (blau). Messungen an der CRF (oben) und am RSM (unten).



Die Messungen in der laminaren vertikalen Flamme sind für die Identifikation des Schwellwertes gut geeignet, da hier in allen Aufnahmen eine räumlich begrenzte Flammenzone vorliegt. Zudem sind die Flammenkonfigurationen magerer als die Zielflammen (CRF:  $\phi = 0,72$ , RSM:  $\phi = 0,75$ ). Da bei höheren Mischungsbrüchen sowohl CO als auch  $H_2$  mit größeren Massenbrüchen vorliegen, sollte der in der mageren Flamme bestimmte Schwellwert die Detektion aller Verbrennungsvorgänge in den Zielflammen ermöglichen. Umgekehrt ist jedoch nicht auszuschließen, dass aus einer turbulenten Flammenzone an andere Orte transportierte Zwischenspezies dort zur Detektion von tatsächlich nicht vorhandenen Flammen führen können. Eine Auswertung der an der CRF simultan aufgenommenen planaren OH-LIF (vgl. Abschnitt 3.2.1) oder eine Erweiterung des Messaufbaus um die Anregung und Detektion von OH-LIF entlang der Linie des Kontrollvolumens könnten diese Unsicherheiten ausräumen.

## 4.2.2 Lage der Reaktionszonen

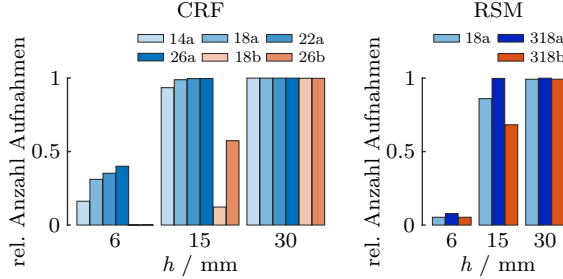
Unter Verwendung der im vorangegangenen Abschnitt festgelegten Kriterien zur Identifikation von Reaktionszonen wird in diesem Unterabschnitt die Lage der Reaktionszonen im Orts- und Zustandsraum diskutiert.

### Abheben der inneren Reaktionszone

Wie schon aus den Chemilumineszenz-Aufnahmen (z.B. Abbildung 4.10) hervorgeht und anhand der Streudiagramme in Abschnitt 4.1.6 diskutiert wurde, findet die Verbrennung in der Nähe der Brennerachse in einer abgehobenen Reaktionszone statt. Die Höhe des Abhebens über dem Brenneraustritt kann aus den Raman-/Rayleigh-Daten nicht direkt ermittelt werden, da im Experiment nur diskrete axiale Positionen angefahren wurden. Die Auswertung der Abhebehöhe aus den Ergebnissen der PLIF-Experimente ist zum aktuellen Zeitpunkt noch in Bearbeitung. Es können jedoch Tendenzen der Abhebehöhe der inneren Reaktionszone der MRB-Konfigurationen aus der Betrachtung der relativen Häufigkeit detektierter Flammenzonen auf den jeweiligen axialen Positionen abgeleitet werden.

Abbildung 4.21 zeigt den relativen Anteil von Aufnahmen aus der inneren Zone, die lokal Werte von  $HRR^* > HRR_{0,99}^*$  enthalten, an der Gesamtzahl der Aufnahmen aus diesem Bereich. Hierzu wurden alle Datensätze aus den Messungen an der CRF und am RSM, bei denen das etwa 6 mm lange Kontrollvolumen um die Radialposition  $r = 2$  mm oder  $r = 3$  mm (je nach Messtag und -reihe) zentriert war, ausgewertet. Die minimale Anzahl der Aufnahmen für die Ebene  $h = 6$  mm beträgt hierbei 770 und für die Ebenen  $h = 15$  mm und  $h = 30$  mm je 3700 Aufnahmen.

Der deutlichste Unterschied liegt zwischen den a- und den b-Konfigurationen. Die zuvor beobachtete größere Abhebehöhe der b-Flammen zeigt sich hier in einem wesentlich geringeren Anteil an Realisierungen, die detektierte Flammenzonen beinhalten. Während die innere Reaktionszone in den a-Fällen bei einer Höhe von  $h = 15$  mm nahezu vollständig ausgebildet ist, erreichen in den b-Fällen wesentlich weniger Samples den Schwellwert von  $HRR^*$ . Eine mit der Erhöhung des Äquivalenzverhältnisses in der Jet-Strömung einhergehende Reduktion der Abhebehöhe war zuvor aus den Fotografien und den Streudiagrammen nur bedingt ableitbar. Abbildung 4.21 lässt nun den Schluss zu, dass die innere Reaktionszone in den brennstoffreicheren Konfigurationen auf etwas niedrigeren Höhen stabilisiert wird.



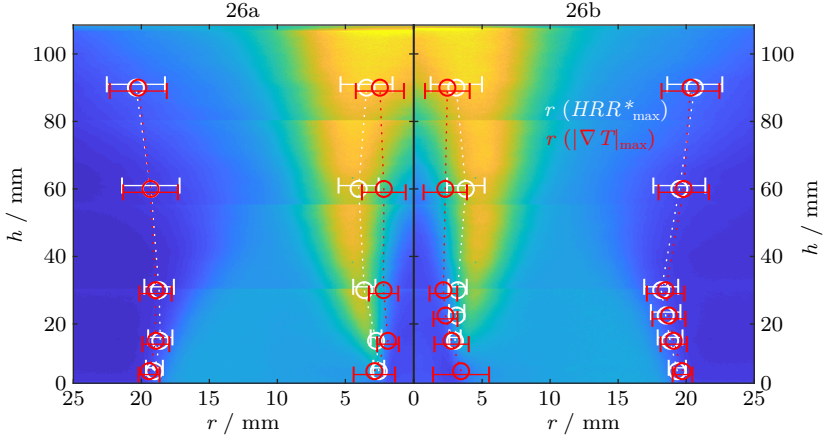
**Abbildung 4.21:** Einsetzen der Reaktion in der inneren Zone: Relativer Anteil von Aufnahmen aus der inneren Zone, die lokal Werte von  $HRR^* > HRR_{0,99}^*$  aufweisen, auf der Höhe der drei untersten Messebenen. Alle an der CRF vermessenen Flammen (links) und alle am RSM vermessenen Flammen (rechts).

Die beschriebenen Tendenzen zur relativen Häufigkeit als Flammen identifizierter Realisierungen treffen sowohl auf die Messungen an der CRF als auch auf die Messungen am RSM zu. Es zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede zwischen den Messreihen. So führt die Auswertung der RSM-Messungen der Vergleichsflamme 18a etwa zu einem geringeren Anteil reaktiver Samples auf der untersten Messposition. Im Widerspruch zu der eben abgeleiteten Tendenz zu niedrigeren Abhebehöhen bei brennstoffreicheren Konfigurationen scheint die innere Reaktionszone der Flamme 318a auf der untersten Messebene weniger intensiv zu brennen als die der magersten an der CRF vermessenen Konfigurationen. Diese Unterschiede gehen vermutlich größtenteils auf Unsicherheiten in der Brennerjustage und bezüglich der radialen Symmetrie der Flammen zurück. Auch ein Einfluss des in seinem Betrag unterschiedlich definierten Schwellwerts  $HRR_{0,99}^*$  ist nicht auszuschließen.

### Räumliche Lage der Reaktionszonen

In Abbildung 4.22 findet sich eine Darstellung der radialen Position der detektierten Reaktionszonen, basierend auf der Lage des maximalen T-Gradienten (rot) und der Lage des Maximums von  $HRR^*$  für die Flammen 26a und 26b. Die Länge der Balken beträgt zwei Standardabweichungen der detektierten Position. Im Hintergrund der Aufnahmen finden sich zeitlich gemittelte Aufnahmen aus der  $SO_2$ -PLIF. Die Lage der jeweiligen Maxima wurde hierzu auf Einzelschussbasis ermittelt. Die Identifikation von Reaktionszonen auf Basis von  $HRR^*$  wurde nur auf Aufnahmen angewendet, die den in Abschnitt 4.2.1 definierten Schwellwert erreichen. Eine tabellierte Zusammenfassung der Lage der detektierten Reaktionszonen und Anzahl der ausgewerteten Einzelaufnahmen für alle vermessenen Flammen findet sich in Anhang C. Die Messergebnisse für Flamme 26b beinhalten eine zusätzliche Messebene bei  $h = 22,5$  mm, die im Rahmen der Experimente an der CRF nur bei der Vermessung der b-Konfigurationen angefahren wurde.

Im Bereich der äußeren Reaktionszone stimmt die Lage von  $|\nabla T|_{\max}$  in Mittelwert und Standardabweichung gut mit der Lage von  $HRR_{\max}^*$  überein. In der inneren Reaktionszone ergeben sich größere Abweichungen, da die Lage von  $|\nabla T|_{\max}$  bei kleineren Radien im Bereich der Mischung von kalten Reaktanden aus Jet und Ring 1 mit den heißen Verbrennungsprodukten aus der äußeren Reaktionszone liegt. Im Fall 26b wird in der untersten Messebene keine Reaktionszone auf Basis von  $HRR^*$  detektiert, da die innere Reaktionszone in den b-Fällen weiter vom Brenneraustritt abgehoben ist (voriger Unterabschnitt).



**Abbildung 4.22:** Position der detektierten Reaktionszonen, basierend auf Lage des maximalen T-Gradienten (rot) und der Lage des Maximums von  $HRR^*$  (weiß) für die Flammen 26a und 26b. Die Länge der Fehlerbalken beträgt zwei Standardabweichungen. Im Hintergrund zusammengesetzte gemittelte PLIF-Aufnahmen der jeweiligen Flammenkonfiguration.

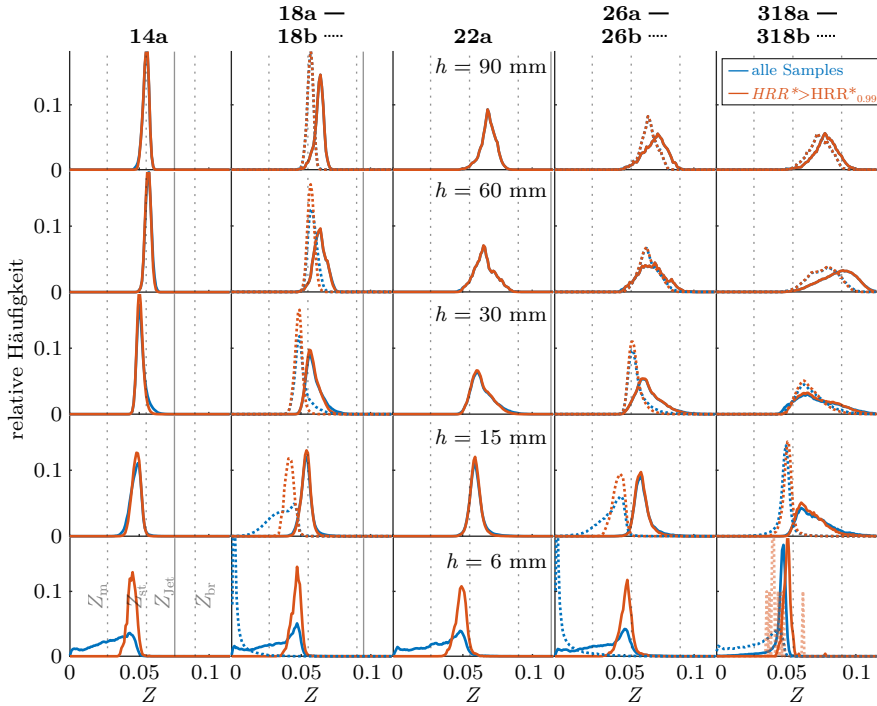
Hiervon abgesehen ergibt sich für beide Flammenkonfigurationen ein sehr ähnliches Bild. Gut zu erkennen sind auch hier die in Abschnitt 4.1 benannten typischen Merkmale der MRB-Flammen: die abgehobene innere Reaktionszone (im Fall 26b), das Einschnüren der äußeren Flamme am oberen Ende der Rezirkulationszone und die räumliche Trennung der Reaktionszonen.

### Lage der Reaktionszonen im Z-Raum

Nach der Betrachtung der räumlichen Lage der Reaktionszonen folgt nun die Betrachtung im Zustandsraum. Dargestellt und diskutiert werden Häufigkeitsverteilungen der gemessenen Werte des Mischungsbruchs  $Z$  im Bereich der inneren und äußeren Reaktionszone.

**Innere Zone:** Abbildung 4.23 zeigt Verteilungen der Häufigkeit von  $Z$  im Bereich der zuvor detektierten inneren Flammenzone im radialen Bereich von zwei Standardabweichungen um die mittlere Lage von  $HRR^*_{\max}$  für alle vermessenen Flammen auf fünf Höhen über dem Brenneraustritt. Gezeigt sind Häufigkeiten aller Realisierungen (blau) im Vergleich mit auf  $HRR^* > HRR^*_{0.99}$  konditionierten Realisierungen (reaktive Samples, rot). Die verwendeten Werte wurden in Inkrementen von  $\Delta Z = 0,001$  diskretisiert. Senkrechte Linien in Abbildung 4.23 markieren den Mischungsbruch an den angenommenen Brennbarkeitsgrenzen  $Z_m$  und  $Z_{br}$ , bei stöchiometrischen Bedingungen  $Z_{st}$  und in der Jet-Strömung  $Z_{jet}$ . Für die dargestellten b-Fälle wurde auf der untersten Messposition der korrespondierende radiale Bereich des zugehörigen a-Falls gewählt.

Die Maximalwerte der Verteilungen in der inneren Reaktionszone aller Flammenkonfigurationen bewegen sich mit steigendem Brennstoffanteil im Jet in Richtung höherer Mischungsbrüche, befinden sich auf der untersten Messebene jedoch fast ausschließlich im mageren Bereich. Die an der CRF vermessenen b-Konfigurationen 18b und 26b zeigen überwiegend Samples unterhalb der mageren Brennbarkeitsgrenze und keine reaktiven Samples. Die Häufigkeitsverteilung aus dem am RSM vermessenen Fall 318b ähnelt hin-



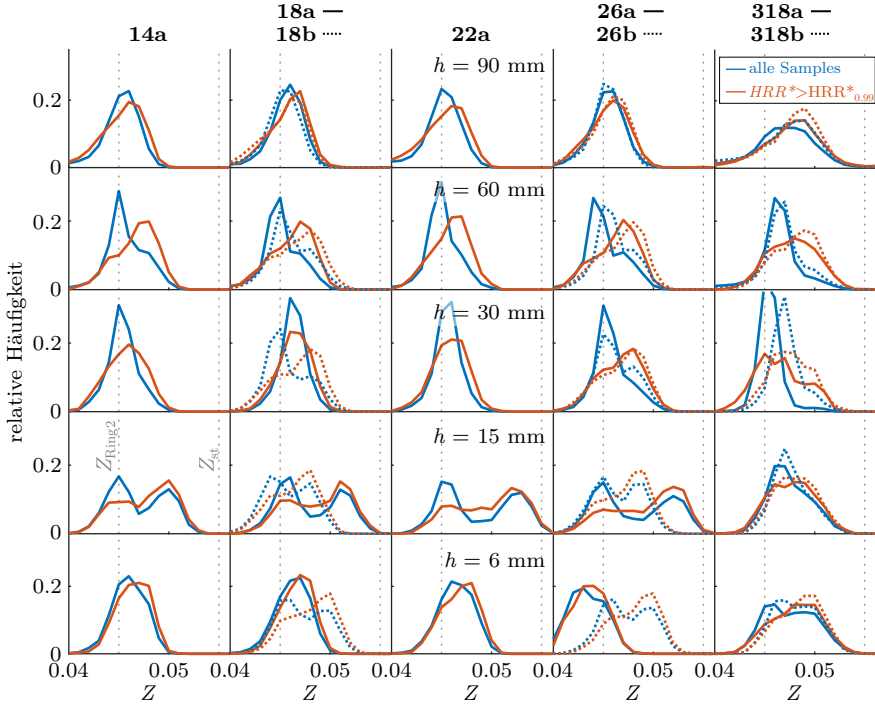
**Abbildung 4.23:** Häufigkeitsverteilungen von  $Z$  im Bereich der inneren Flammenzone für alle vermessenen MRB-Konfigurationen auf fünf axialen Messebenen. Dargestellt sind Verteilungen aller gemessenen Samples (blau) sowie reaktiver Samples konditioniert auf  $HRR^* > HRR^*_{0.99}$  (rot). Senkrechte Linien markieren den Mischungsbruch an der mageren Brennbarkeitsgrenze  $Z_m$ , bei stöchiometrischen Bedingungen  $Z_{st}$ , in der Jet-Strömung  $Z_{Jet}$  und an der brennstoffreichen Brennbarkeitsgrenze  $Z_{br}$ .

gegen eher den a-Konfigurationen. Es findet sich auch eine sehr geringe Anzahl reaktiver Samples, die jedoch nicht für einen konvergierten Verlauf der Häufigkeitsverteilung ausreicht.

Im Verlauf über die axialen Messebenen erreichen die Maximalwerte der Häufigkeitsverteilungen immer brennstoffreichere Bedingungen, dies gilt insbesondere für die brennstoffreicheren Konfigurationen. Generell brennen die b-Konfigurationen aufgrund der stärkeren Beimischung von reiner Luft aus Ring 1 und damit einhergehenden niedrigeren mittleren Mischungsbrüchen (vgl. auch die Radialprofile in Abbildung 4.13) bei weniger brennstoffreichen Mischungsverhältnissen als die a-Konfigurationen. Nach dem vollständigen Einsetzen der Reaktion an der inneren Zone (ab ca.  $h = 15$  mm für die a-Fälle und ab ca.  $h = 30$  mm für die b-Fälle) stimmen die Verteilungen der reaktiven Samples weitgehend mit den Verteilungen aller Samples überein. Eine nennenswerte Anzahl an Realisierungen außerhalb der Brennbarkeitsgrenzen findet sich lediglich in den brennstoffreichsten Flammen 318a und 318b. Dies bedeutet jedoch nicht zwangsläufig eine geringe Wahrscheinlichkeit nicht-vorgemischter oder regimeübergreifender Verbrennung innerhalb der inneren

Reaktionszone der mageren Konfigurationen, da nicht-vorgemischte Flammen sich auch in der Nähe des stöchiometrischen Mischungsbruchs ausbilden (s. Abschnitt 2.1.3).

**Äußere Zone:** Abbildung 4.24 entspricht in ihrem Aufbau der vorigen Abbildung 4.24. Gezeigt sind Verteilungen der Häufigkeit von  $Z$  im Bereich der äußeren Flammenzone. Mit senkrechten Linien sind die Bedingungen in der Ausströmung aus Ring 2 ( $Z_{\text{Ring2}}$ ) und bei stöchiometrischen Bedingungen ( $Z_{\text{st}}$ ) angedeutet.



**Abbildung 4.24:** Häufigkeitsverteilungen von  $Z$  im Bereich der äußeren Flammenzone für alle vermessenen MRB-Konfigurationen auf fünf axialen Messebenen. Dargestellt sind Verteilungen aller gemessenen Samples (blau) sowie reaktiver Samples konditioniert auf  $HRR^* > HRR^*_{0.99}$  (rot). Senkrechte Linien markieren den Mischungsbruch in der Strömung in Ring 2  $Z_{\text{Ring2}}$  und bei stöchiometrischen Bedingungen  $Z_{\text{st}}$ .

Die größte Häufigkeit aller Samples ergibt sich für alle Flammenkonfiguration in der äußeren Flammenzone nahe dem eingestellten Mischungsverhältnis  $Z_{\text{Ring2}}$ . Im Fall 26a ist das Maximum auf der untersten Messebene etwas zu kleineren  $Z$  verschoben. Die Ursache hierfür liegt in Problemen in der Brennstoffversorgung am Ende des betreffenden Messtages, die aus dem Mitschrieb der Massenflussregler rekonstruiert werden konnten. Nach einer Untersuchung der übrigen Aufzeichnungen beschränken sich die Probleme aber auf diese Aufnahmen.

Bemerkenswert ist die Ausbildung von bimodalen Verteilungen der Häufigkeit von  $Z$  in allen an der CRF vermessenen a-Konfigurationen auf der Höhe  $h = 15$  mm. Die Verteilung

aller Samples bildet ein zweites, niedrigeres Maximum bei brennstoffreicheren Bedingungen aus, das allerdings das globale Maximum der reaktiven Samples bildet. Die Tatsache, dass die Lage dieses zweiten Maximums sich mit steigenden Mischungsbrüchen in der Jet-Strömung in Richtung brennstoffreicherer Bedingungen verschiebt, deutet auf einen Einfluss der inneren auf die äußere Reaktionszone hin. Bei genauer Betrachtung der Verteilung auf der Höhe  $h = 6 \text{ mm}$  fällt auch auf, dass bereits hier ein großer Anteil der Samples bei deutlich höheren Mischungsbrüchen gemessen wird, als für Ring 2 zu erwarten wäre. In dem späteren Unterabschnitt 4.2.3 wird dieser Einfluss brennstoffreicher Mischungen aus der inneren Zone eingehender untersucht. Auf größeren axialen Höhen über dem Brenneraustritt ist die Verteilung aller Samples wieder stärker um  $Z_{\text{Ring2}}$  herum zentriert. Das Maximum der reaktiven Samples ist jedoch insbesondere auf der Höhe  $h = 60 \text{ mm}$  tendenziell etwas brennstoffreicher. Da  $HRR^*$  aus seiner Definition heraus nicht unabhängig von  $Z$  ist, kann hieraus allerdings nicht eindeutig abgeleitet werden, dass die Verbrennung hier vorrangig bei höheren Mischungsbrüchen stattfindet.

Die b-Konfigurationen 18b und 26b zeigen bereits auf der untersten Ebene bimodale  $Z$ -Verteilungen. Unter der Annahme, dass die in den b-Fällen mit höherer Geschwindigkeit ausströmende reine Luft aus Ring 1 die Strömung aus dem Jet stärker von der Rezirkulationszone trennt, ist diese Beobachtung überraschend. Es bleibt auch unklar, warum die am RSM vermessenen Flammen 318a und 318b schon auf der untersten Messebene bimodale Tendenzen zeigen, obwohl ja aus den Betrachtungen in Abschnitt 4.1 für diese Messungen ein geringerer Einfluss der Strömung aus Ring 1 auf das Mischungsfeld bei größeren Radien abgeleitet wurde.

### 4.2.3 Interaktion der Reaktionszonen

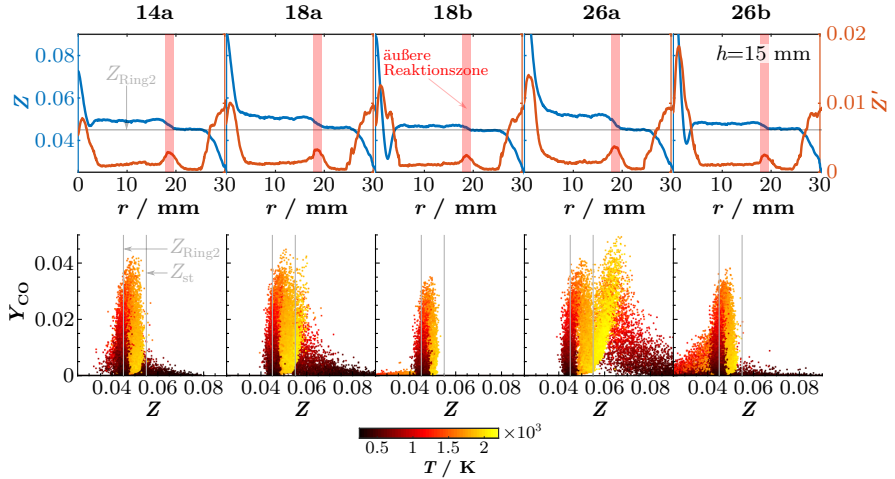
In Abschnitt 4.1.1 wurde aus der Betrachtung der Chemilumineszenzaufnahmen (Abbildungen 4.1 und 4.8) eine räumliche Trennung der inneren und äußeren Reaktionszonen gefolgert. Diese Folgerung wird auch durch die Darstellung der räumlichen Lage der Zonen in Abbildung 4.22 gestützt. Trotz dieser räumlichen Trennung finden natürlich Transportprozesse zwischen den Zonen statt.

Der Transport von heißen Produkten aus der äußeren mageren Vormischflamme durch die Rezirkulationszone in den inneren Bereich ist offensichtlich. Dieser Transport innerhalb der Rezirkulationszone ist verantwortlich für die Stabilisierung der äußeren Flamme selbst, aber auch von wesentlicher Bedeutung für die Stabilisierung der inneren Flamme. Weniger offensichtlich sind Transportvorgänge von der inneren Zone zu größeren Radien. Es ist einerseits anzunehmen, dass der Transport brennstoffreicher Mischungen aus dem Jet in den äußeren Bereich durch die Ausströmung reiner Luft aus dem umgebenden Ring 1 gehemmt werden. Andererseits sind in den vorangegangenen Abschnitten 4.1.1 und 4.1.6 einzelne Effekte des Skalartransports aus der inneren Zone wie die Überhöhung des mittleren Äquivalenzverhältnisses im Bereich der Rezirkulationszone und eine unerwartet breite Verteilung des Mischungsbruchs sowie die Trennung der beiden Trajektorien „c“ und „d“ (Abbildungen 4.18 und 4.19) in der äußeren Flamme bereits sichtbar geworden. Auch die im vorangegangenen Unterabschnitt diskutierten Häufigkeitsverteilungen von  $Z$  in der äußeren Reaktionszone (Abbildung 4.24) deuten auf diese Interaktion der Reaktionszonen hin.

Die folgenden Unterabschnitte sind der Analyse der Natur dieser Interaktionen gewidmet.

### Überhöhung von $\phi$ in der Rezirkulationszone

Abbildung 4.25 stellt die zuvor gemachten Beobachtungen zu den Effekten des Transports aus dem inneren in den äußeren radialen Bereich noch einmal im Detail heraus.



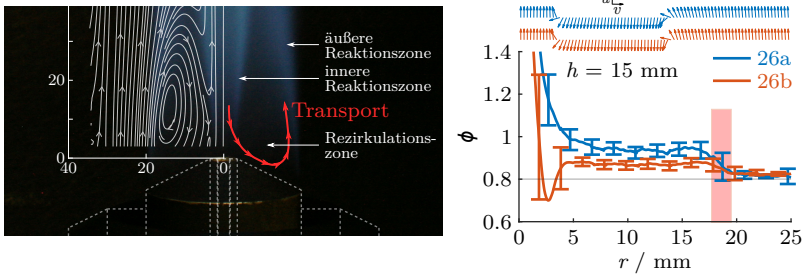
**Abbildung 4.25:** Transport von der inneren Reaktionszone. Oben: Radiale Verläufe des mittleren Mischungsbruchs  $Z$  sowie seiner Fluktuationen  $Z'$  für die magerste Konfiguration 14a und die zwei brennstoffreicheren Konfigurationen 18 und 26, jeweils in den Variationen a und b, auf der Höhe  $h = 15$  mm. Eine waagerechte Linie markiert das für Ring 2 eingestellte Mischungsverhältnis von  $Z_{\text{Ring2}} = 0.045$ . Die rot markierte Zone repräsentiert den Bereich der äußeren Reaktionszone basierend auf dem maximalen absoluten Temperaturgradienten. Die Breite des Bereichs beträgt zwei Standardabweichungen. Unten: Zugehörige Streudiagramme des CO-Massenbruchs  $Y_{\text{CO}}$  über dem Mischungsbruch  $Z$ . Senkrechte Linien kennzeichnen die Lage des für Ring 2 eingestellten Mischungsbruchs  $Z_{\text{Ring2}}$  und des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $Z_{\text{st}}$ .

In der oberen Hälfte der Abbildung 4.25 sind die radialen Verläufe des mittleren Mischungsbruchs  $Z$  sowie seiner Fluktuationen  $Z'$  für die magerste Konfiguration 14a und die zwei brennstoffreicheren Konfigurationen 18 und 26, jeweils in den Variationen a und b, auf der Höhe  $h = 15$  mm dargestellt. Eine waagerechte Linie markiert das für Ring 2 eingestellte Mischungsverhältnis von  $Z_{\text{Ring2}} = 0.045$ . Die mittlere Lage der äußeren Reaktionszone wurde für jede Flammenkonfiguration aus jeweils ca. 500 Aufnahmen anhand der radialen Lage des maximalen negativen Temperaturgradienten ermittelt. Die Breite der in der Abbildung markierten Zone beträgt zwei Standardabweichungen dieser radialen Koordinate. In sämtlichen Flammenkonfigurationen ist eine deutliche Erhöhung des mittleren Mischungsbruchs innerhalb der Rezirkulationszone zu erkennen. Das Ausmaß dieser Überhöhung steigt mit höheren Mischungsbrüchen im Jet (26a gegenüber 14a) und mit verringerter Austrittsgeschwindigkeit aus Ring 1 (a gegenüber b). Der Übergang zwischen dem Bereich erhöhten Mischungsbruchs und der Strömung aus Ring 2 liegt im Bereich der äußeren Flammenzone, sodass die äußere Flamme im Mittel nicht in homogenen Mischungen brennt. Auf der darunter gelegenen Messebene  $h = 6$  mm ist diese Erhöhung in einigen Konfigurationen zwar zu erkennen, im Vergleich aber deutlich weniger stark ausgeprägt (nicht gezeigt, vgl. z.B. Anhang A).

Die untere Hälfte der Abbildung 4.25 zeigt für dieselben Flammenkonfigurationen Streudiagramme des CO-Massenbruchs  $Y_{\text{CO}}$  über dem Mischungsbruch  $Z$ , ebenfalls auf der Höhe  $h = 15$  mm. Über eine Farbskala kann den einzelnen Realisierungen die jeweils gemessene Temperatur  $T$  zugeordnet werden. Zwei senkrechte Linien kennzeichnen die Lage des für Ring 2 eingestellten Mischungsbruchs  $Z_{\text{Ring2}} = 0.045$  und des stöchiometrischen Mischungsbruchs  $Z_{\text{st}} = 0.055$ . Sämtliche Flammenkonfigurationen zeigen neben der zu erwartenden Gruppierung um  $Z_{\text{Ring2}}$  einen weiteren Ast zwischen  $Z_{\text{Ring2}}$  und  $Z_{\text{st}}$ , der deutlich höhere Temperaturen erreicht (vgl. Abbildung 4.18). Die Tendenz der Trennung der beiden CO-Äste im  $Z$ -Raum ist dieselbe, die zuvor anhand der Radialprofile ausgemacht wurde.

### Transportmechanismus

Abbildung 4.26 zeigt links eine Fotografie der Flamme 26a, überlagert mit einer Darstellung des Strömungsfelds. Rechts ist der radiale Verlauf des Äquivalenzverhältnisses für Flammen 26a und 26b auf der Höhe  $h = 15$  mm zu sehen. Der rot eingefärbte Bereich markiert wie zuvor die mittlere Lage der äußeren Flamme. Oberhalb sind normierte Vektoren der mittleren Geschwindigkeit zur Verdeutlichung der Hauptströmungsrichtung für beide Fälle angegeben.

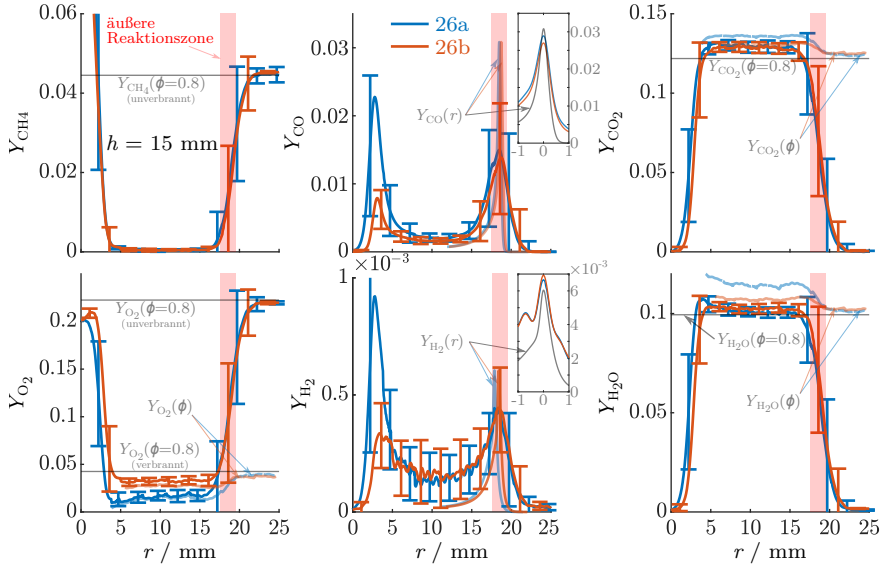


**Abbildung 4.26:** Transportweg brennstoffreicher Mischungen zur äußeren Reaktionszone. Links: Fotografie der Flamme 26a, überlagert mit einer Darstellung des Strömungsfelds und einer Illustration des möglichen Transportwegs. Rechts: Radialer Verlauf des Äquivalenzverhältnisses für Flammen 26a und 26b auf der Höhe  $h = 15$  mm und normierte Richtungsvektoren der mittleren Geschwindigkeit. Die Lage der äußeren Reaktionszone ist rot markiert.

Bereits die Tatsache, dass die reine Luftströmung aus Ring 1 zumindest in den a-Fällen noch als lokales Minimum in den in Abbildung 4.25 zu erkennen ist, deutet darauf hin, dass der größte Teil des Transports von  $\phi$  nicht in ausschließlich radialer Richtung aus dem brennstoffreichen Bereich erfolgen kann. Anhand der Struktur des Strömungsfelds kann davon ausgegangen werden, dass in der Rezirkulationszone Mischungen aus dem Bereich der inneren Reaktionszone zunächst axial zum Brenner hin und dann zu größeren Radien transportiert werden. Da der Bereich positiver Radialgeschwindigkeiten jedoch weitgehend unterhalb von  $h = 6$  mm und damit leider außerhalb des messtechnisch erfassten Gebietes liegt, kann diese Annahme nicht abschließend bestätigt werden.

Abbildung 4.27 zeigt eine Darstellung der Massenbrüche aller Hauptspezies außer  $\text{N}_2$  über dem Radius in Form von Mittelwerten (Linien) und Fluktuationen (Fehlerbalken mit einer Länge von zwei Standardabweichungen) für die Flammen 26a und 26b auf der Höhe  $h = 15$  mm. Für die Edukt- und Produktspezies sind zusätzlich die sich aus der





**Abbildung 4.27:** Spezies-Massenbrüche aufgetragen über dem Radius in Form von Mittelwerten (Linien) und Fluktuationen (Fehlerbalken mit einer Länge von zwei Standardabweichungen) auf der Höhe  $h = 15$  mm. Horizontale Linien: aus der Stöchiometrie errechnete Referenzwerte. Theoretische Werte der Massenbrüche  $Y_i(\phi)$  im verbrannten Gleichgewichtszustand für den jeweils lokal vorliegenden Mittelwert von  $\phi$  sind mit schwachen Linien dargestellt. Ebenso mit schwachen Linien dargestellt sind theoretische räumliche Verläufe  $Y_i(r)$  der Massenbrüche der Zwischenspezies  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2$  für  $\phi = 0.8$ . Überlagerte Darstellungen zeigen die mittleren Verläufe der Zwischenspezies bei fixierter räumlicher Koordinate des Maximums im Vergleich mit den theoretischen Werten. Der rot eingefärbte Bereich markiert die Lage der äußeren Reaktionszone.

Stöchiometrie für die Strömung aus Ring 2 ergebenden Mischungsbrüche  $Y_i(\phi = 0.8)$  markiert. Theoretische Werte der Massenbrüche  $Y_i(\phi)$  der Spezies  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{O}_2$  im verbrannten Gleichgewichtszustand wurden für den jeweils lokal vorliegenden Mittelwert von  $\phi$  aus einer eindimensionalen Rechnung ermittelt (vgl. Kalibration in der Flachflamme, Abschnitt 3.3.3). Die theoretischen räumlichen Verläufe  $Y_i(r)$  der Massenbrüche der Zwischenspezies  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2$  zeigen Ergebnisse aus einer laminaren Flammenrechnung für  $\phi = 0.8$  (vgl. Kalibration in der vertikalen Flamme, Abschnitt 3.3.3), die am Ort des jeweiligen Maximums des Massenbruchs der Spezies positioniert wurden. Da die Zwischenspezies lokal begrenzt innerhalb der Flammenzone vorliegen, reduzieren sich durch die Mittelung in einer turbulenten Flamme die Maxima der Mittelwerte. Eine der Abbildung überlagerte Darstellung zeigt daher ergänzend die mittleren Verläufe der Zwischenspezies über eine Länge von 2 mm bei fixierter räumlicher Koordinate des Maximums der jeweiligen Spezies im Vergleich mit den theoretischen Werten. Hierzu mussten etwa 5 % der Aufnahmen verworfen werden, in denen sich die Flamme zu nahe am Rand des Kontrollvolumens befand.

Der  $\text{CH}_4$ -Massenbruch weicht in der unverbrannten Mischung über Ring 2 kaum von dem zu erwartenden Wert ab. Innerhalb der Rezirkulationszone im verbrannten Abgas liegen Werte nahe Null bei sehr geringen Standardabweichungen vor. Ein Transport von  $\text{CH}_4$  aus dem brennstoffreichen inneren Bereich in die Strömung aus Ring 2 ist daher

ebenso unwahrscheinlich wie ein Transport in die Rezirkulationszone hinein. Nicht auszuschließen ist hingegen, dass im begrenzten Bereich der äußeren Reaktionszone höhere  $\text{CH}_4$ -Massenbrüche vorliegen, als sie bei einer reinen Verbrennung der Edukte aus Ring 2 zu erwarten wären. Für diese Zone innerhalb des durch turbulente Fluktuationen der Position der äußeren Flamme verbreiteten mittleren Gradienten von  $Y_{\text{CH}_4}$  können laminare Flammenrechnungen nicht zum Vergleich herangezogen werden. An dieser Stelle wären stattdessen Ergebnisse aus Messungen bei abgeschalteter Brennstoffzufuhr im Jet wünschenswert.

Die Massenbrüche von  $\text{O}_2$  in der unverbrannten Mischung passen in beiden Flammen zum eingestellten Äquivalenzverhältnis. Im verbrannten Bereich liegen sie jedoch unterhalb der aus einer Verbrennung bei  $\phi = 0,8$  zu erwartenden Werte, stimmen jedoch weitgehend mit den berechneten Werten für das jeweils vorliegende mittlere Mischungsverhältnis überein. In diesem Bereich wird der Mischungsbruch überwiegend durch die geringen  $\text{O}_2$ -Konzentrationen dominiert. Daher ergeben sich die in Abbildung 4.26 sichtbaren deutlichen Unterschiede im Mischungsverhältnis innerhalb der Rezirkulationszone auch in erster Linie aus dem Unterschied zwischen den mittleren  $\text{O}_2$ -Konzentrationen in den Fällen 26a und 26b.

Die Zwischenspezies  $\text{CO}$  und  $\text{H}_2$  liegen im Bereich der Rezirkulationszone mit geringen Massenbrüchen vor. Die Messwerte von  $Y_{\text{H}_2}$  unterliegen wegen der geringen Konzentrationen und des unklaren Einflusses der laserenergiebasierten Streulichtkorrektur (s. Abschnitt 3.3.3) jedoch einer größeren Unsicherheit. Bei auf Einzelschussbasis fixierter Ortskoordinate und anschließender Mittelung (kleine überlagerte Abbildung) sind die Maximalwerte der Massenbrüche der Zwischenspezies mit den Werten aus der eindimensionalen Rechnung gut vergleichbar. Beide Werte klingen aber räumlich nicht so schnell ab wie die gerechneten Werte, daher liegen integral betrachtet eher größere Mengen an Zwischenprodukten vor. Ein Transport von  $\text{CO}$  und  $\text{H}_2$  aus der inneren Zone in die Rezirkulationszone oder die äußere Flamme ist denkbar, geht aber aus den Messergebnissen nicht eindeutig hervor.

Beide Produktspezies liegen im verbrannten Bereich mit gegenüber den theoretischen Werten für  $\phi = 0,8$  erhöhten Massenbrüchen vor. Sie erreichen jedoch nicht das auf Basis des lokalen Äquivalenzverhältnisses errechnete Niveau.

Wie bereits erwähnt, ist die Überhöhung im  $\phi$ -Verlauf im Bereich der Rezirkulationszone hauptsächlich auf die geringen Massenbrüche von  $\text{O}_2$  zurückzuführen. Unklar bleibt, ob bzw. zu welchen Anteilen diese geringen Massenbrüche durch den Transport von brennstoffreichen Produkten mit geringem Sauerstoffanteil und/oder durch den Transport von Brennstoff bzw. Intermediären aus der inneren Zone mit anschließendem (teilweisem) Ausbrennen in der äußeren Zone verursacht werden.

#### 4.2.4 Stratifizierung der Reaktionszonen

Stratifizierte Flammen wurden in Abschnitt 2.1.2 als Sonderfall vorgemischter Flammen in gradientenbetroffenen Mischungsfeldern innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen definiert. Die innere Reaktionszone der MRB-Flammen liegt im räumlichen Bereich eines inhomogenen Feldes, das durch die Mischung zwischen brennstoffreichem Gemisch im Jet, reiner Luft aus Ring 1 und mageren Verbrennungsprodukten der äußeren Vormischflamme entsteht. Häufigkeitsverteilungen von  $Z$  (Abbildung 4.23) haben gezeigt, dass innerhalb der inneren Reaktionszone zumindest der mageren MRB-Konfigurationen fast ausschließlich Samples innerhalb der angenommenen Brennbarkeitsgrenzen vorliegen. Auch die äuße-

re Reaktionszone unterliegt je nach Konfiguration und Messebene durch den Transport aus der inneren Zone geringen Gradienten im Mischungsfeld (Abbildung 4.24 und Abschnitt 4.2.3). Es ist also anzunehmen, dass sowohl in der inneren als auch in der äußeren Reaktionszone teilweise stratifizierte Vormischflammen vorliegen. Die Ausführungen in diesem Abschnitt dienen der Diskussion des Ausmaßes und der Art der Stratifizierung in diesen Bereichen.

Um eine Klassifizierung der Stratifikation in *back support* und *front support* gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.1.2 durchführen zu können, muss zunächst eine geeignete Fortschrittsvariable gewählt werden. Barlow et al. [35] haben für die Anwendung auf Raman-/Rayleigh-Skalarmessungen an regimeübergreifenden Flammen eine Fortschrittsvariable  $c_O$  vorgeschlagen:

$$c_O = \frac{Y_{CO_2} \left( \frac{w_{O_2}}{w_{CO_2}} \right) + Y_{CO} \left( \frac{w_O}{w_{CO}} \right) + Y_{H_2O} \left( \frac{w_O}{w_{H_2O}} \right)}{Y_{CO_2} \left( \frac{w_{O_2}}{w_{CO_2}} \right) + Y_{CO} \left( \frac{w_O}{w_{CO}} \right) + Y_{H_2O} \left( \frac{w_O}{w_{H_2O}} \right) + Y_{H_2} \left( \frac{w_O}{w_{H_2}} \right) + Y_{CH_4} \left( \frac{2w_{O_2}}{w_{CH_4}} \right)} ; \phi < 1 \quad (4.1a)$$

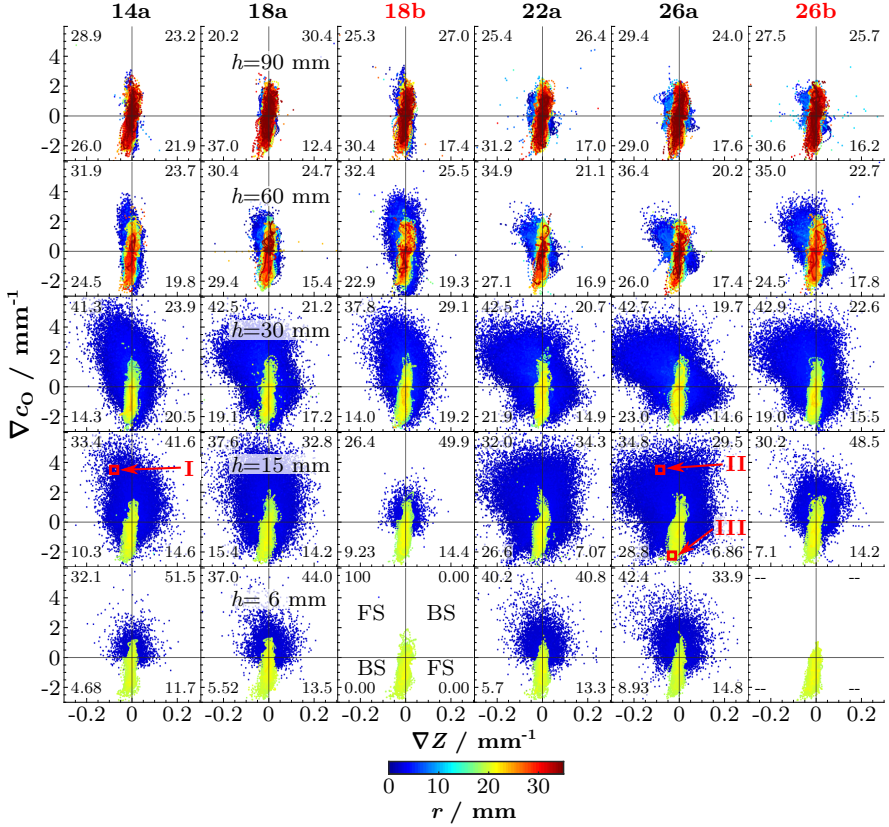
$$c_O = \frac{Y_{CO_2} \left( \frac{w_{O_2}}{w_{CO_2}} \right) + Y_{CO} \left( \frac{w_O}{w_{CO}} \right) + Y_{H_2O} \left( \frac{w_O}{w_{H_2O}} \right)}{Y_{CO_2} \left( \frac{w_{O_2}}{w_{CO_2}} \right) + Y_{CO} \left( \frac{w_O}{w_{CO}} \right) + Y_{H_2O} \left( \frac{w_O}{w_{H_2O}} \right) + Y_{O_2}} ; \phi \geq 1, \quad (4.1b)$$

wobei  $w$  jeweils für die molare Masse steht. Da diese Formulierung die Massenanteile der in  $CO_2$ ,  $CO$  und  $H_2O$  gebundenen O-Atome mit den entsprechenden Anteilen vergleicht, die nach einer vollständigen Verbrennung vorliegen, muss die Definition für magere (Gleichung 4.1a) und brennstoffreiche (Gleichung 4.1b) Mischungen unterschiedlich erfolgen. Die Werte von  $c_O$  ergeben sich zu 0 in der unverbrannten und zu 1 in der vollständig verbrannten Mischung.

In Abbildung 4.28 sind Streudiagramme numerisch mit der Zentraldifferenzen-Methode ermittelter Gradienten von  $c_O$  über den Gradienten von  $Z$  für alle an der CRF vermessenen MRB-Konfigurationen auf fünf Messebenen über dem Brenneraustritt und für alle vermessenen Radien dargestellt. Im Gegensatz zu den in vorangegangenen Abschnitten gezeigten Streudiagrammen wurde auf eine radiale Inkrementierung der Daten verzichtet, sodass in der Abbildung sämtliche aufgenommenen Samples unter der Bedingung  $HRR^* > HRR^*_{0,99}$  enthalten sind. Innerhalb der Quadranten sind jeweils die Anteile der Samples aus der inneren Reaktionszone in Prozent angegeben.

Die Beträge der aus den am RSM vermessenen Flammen errechneten Gradienten fallen aus Gründen der niedrigeren räumlichen Auflösung geringer aus (vgl. Abschnitt 4.3.3). Wegen der mangelnden Vergleichbarkeit sind diese Fälle nicht dargestellt. Die farbliche Markierung der Samples erlaubt eine Zuordnung zur inneren und äußeren Reaktionszone. Senkrechte und waagerechte Linien deuten in der Abbildung die Bereiche gemäß der Definition an Abschnitt 2.1.2 vorliegenden *front supports* (FS) und *back supports* (BS) an.

Soweit dies aus der Abbildung abzuleiten ist, brennt die äußere Vormischflamme unabhängig von der Konfiguration und Höhe über dem Brenneraustritt weitgehend nur gering stratifiziert und unter leichter Dominanz von *back support*. In der inneren Reaktionszone zeigen sich erwartungsgemäß deutlichere Unterschiede zwischen den Flammen. Die Streuung der Gradienten von  $c_O$  und  $Z$  ist generell umso breiter, je brennstoffreicher die Mischung in der Jet-Strömung ist. Hierbei liegt der größte Anteil von stratifizierten Samples zumindest bei Höhen  $h > 15$  mm deutlich im Bereich (definitionsgemäßen) *front supports*



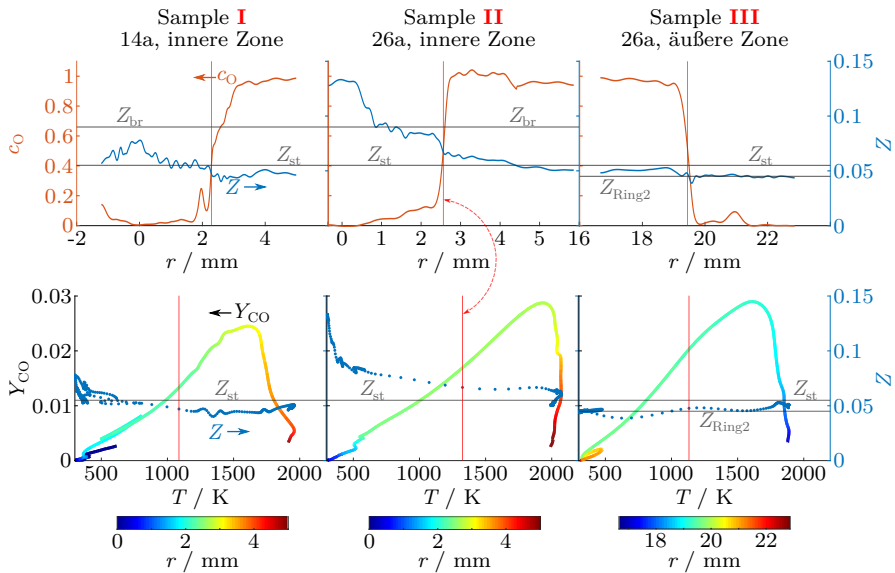
**Abbildung 4.28:** Streudiagramme der Gradienten von  $c_O$  über den Gradienten von  $Z$  für alle an der CRF vermessenen MRB-Konfigurationen auf fünf Messebenen über dem Brenneraustritt. Die Farbskala zeigt die radiale Aufnahmeposition der einzelnen Realisierungen. Senkrechte und waagerechte Linien deuten die Bereiche definitionsgemäß vorliegenden *front supports* (FS) und *back supports* (BS) an. Innerhalb der Quadranten sind jeweils die Anteile der Samples aus der inneren Reaktionszone in Prozent angegeben.

bei positiven Gradienten von  $c_O$  und negativen Gradienten von  $Z$ . Deutlich geringer ist die Stratifizierung im Fall der b-Konfigurationen, wie schon aus der Betrachtung der Häufigkeitsverteilungen in Abbildung 4.23 zu erwarten war. Auf größeren Höhen ( $h \geq 60$  mm) finden sich die Samples aus allen Konfigurationen aufgrund der fortschreitenden Homogenisierung des Mischungsfeldes wieder eher um  $\nabla Z = 0$  zentriert wieder.

Zur Diskussion der Art der vorliegenden Stratifizierung wurden aus den Streudiagrammen in Abbildung 4.28 repräsentative Einzelrealisierungen aus der inneren Zone der magersten Konfiguration 14a (Sample I), der brennstoffreichsten Konfiguration 26a (Sample II) und aus der äußeren Reaktionszone (Sample III) herausgegriffen. Abbildung 4.29 beinhaltet für diese Einzelaufnahmen in der oberen Zeile die Verläufe des Mischungsbruchs  $Z$  (blau) und der Fortschrittsvariablen  $c_O$  (rot), aufgetragen über dem Radius. Für die Aufnahmen aus der inneren Zone sind der stöchiometrische Mischungsbruch  $Z_{st}$  und die brennstoffreiche Brennbarkeitsgrenze  $Z_{br}$  markiert, für die Aufnahme aus der äußeren Zone der eingestellte Mischungsbruch  $Z_{Ring2}$  in Ring 2. Die untere Zeile der Abbildung zeigt die Entstehung der Zwischenspezies CO und deren Umsatz sowie den Verlauf des Mischungsbruchs  $Z$  im Temperatur-Zustandsraum auf. Eine zusätzliche Farbcodierung des Verlaufs von  $Y_{CO}$  dient der Veranschaulichung des Vorgangs im Ortsraum.

Die Diskussion folgt separat für die einzelnen Samples:

**Sample I:** Der Fortschritt der Reaktion erfolgt in Richtung kleiner Radien bei leicht steigenden Mischungsbrüchen. Die Flammenfront kommt aus Bereichen unterstöchiometrischer Mischungen und brennt in Richtung stöchiometrischer Verhältnisse. Aufgrund der



**Abbildung 4.29:** Aus Abbildung 4.28 entnommene Samples. Oben: Verläufe des Mischungsbruchs  $Z$  (blau) und der Fortschrittsvariablen  $c_O$  (rot). Unten: Entstehung der Zwischenspezies CO und deren Umsatz und Verlauf des Mischungsbruchs  $Z$  im Temperatur-Zustandsraum. Die Farbcodierung des Verlaufs von  $Y_{CO}$  dient der Veranschaulichung im Ortsraum.

vor der Flamme liegenden stöchiometrischen Bereiche mit erhöhter Brennbarkeit kann hier von einem tatsächlichen *front support* ausgegangen werden. CO wird bei kleineren Radien im stöchiometrischen Bereich bei niedrigen Temperaturen gebildet und brennt in Richtung niedrigerer Mischungsbrüche bei größeren Radien und höheren Temperaturen aus.

**Sample II:** Der Reaktionsfortschritt verläuft ähnlich wie bei Sample I, jedoch in Richtung brennstoffreicher Mischungen. Da sich hinter der Flammenfront Bedingungen nahe der Stöchiometrie befinden, ist eher davon auszugehen, dass aus diesen Bereichen *back support* stattfindet, der die Reaktion in Richtung brennstoffreicher Bedingungen unterstützt. Die in Abschnitt 2.1.2 gegebene Definition auf Basis der Ausrichtung der Gradienten von  $Z$  und  $c_O$  führt unter diesen brennstoffreichen Bedingungen zur Fehlinterpretation der Unterstützung. CO ist in niedrigen Konzentrationen bei kleinen Radien und hohen Mischungsbrüchen zu finden. Der Verlauf folgt steigenden Radien und steigender Temperatur bis zur Umsetzung bei großen Radien und hoher Temperatur in der Nähe stöchiometrischer Bedingungen.

**Sample III:** Hier liegt schwach ausgeprägter *back support* vor. Die Flamme brennt in Richtung größerer Radien und  $Z_{\text{Ring2}}$  und profitiert von einer leichten Überhöhung des Mischungsbruchs bei kleineren Radien. Der Verlauf von CO ist gegenüber den zuvor diskutierten Samples entgegengesetzt ausgerichtet. Die Umsetzung bei hohen Temperaturen erfolgt bei kleineren Radien im Bereich des überhöhten Mischungsbruchs.

Die innere Reaktionszone der mageren MRB-Konfigurationen unterliegt also teilweise *front support*, während in den brennstoffreicheren Konfigurationen trotz der Ausrichtung der Gradienten eher von *back support* auszugehen ist. Je nach Konfiguration und Messebene ist die äußere Reaktionszonen leicht stratifiziert und profitiert von *back support* aus der Überhöhung von  $Z$  aus dem mittleren radialen Bereich. Die hier herausgestellten Samples illustrieren diese Vorgänge und dienen als repräsentative Beispiele für die im jeweiligen Bereich in Abbildung 4.28 gelegenen Realisierungen.

### 4.3 Verbrennungsregimes

Ziel der Entwicklung des MRB war es, einen Brenner zu schaffen, der eine umfassende experimentelle Untersuchung regimeübergreifender Verbrennung ermöglicht. In diesem Abschnitt wird nun der Versuch unternommen, den Anteil vorgemischter, nicht-vorgemischter und regimeübergreifender Prozesse an der Verbrennung in der inneren Reaktionszone zu quantifizieren. Hierzu werden Erkenntnisse aus einer vorangegangenen Analyse [8] unter Verwendung des gradientenfreien Ansatzes GFRI sowie Ergebnisse aus der Anwendung des gradientenbasierten Regime-Index präsentiert.

#### 4.3.1 Gradientenbasierte Regime-Identifikation

In diesem Unterabschnitt soll zunächst die Anwendbarkeit der in Abschnitt 2.1.5 vorgestellten Regime-Indizes auf die MRB-Konfigurationen diskutiert werden. Anschließend folgt eine Betrachtung zur Abgrenzung tatsächlicher Gradienten im Mischungsfeld zu gemessenen Gradienten, die hauptsächlich durch Messrauschen verursacht werden.

Zu beachten ist, dass es sich bei den vorliegenden Messergebnissen um eindimensionale Liniendaten handelt. Die im Folgenden behandelten Gradienten von Spezies-Massenbrüchen sind immer nur eine Projektion des real vorliegenden Gradienten auf die Linie des Kontrollvolumens. Die Berechnung des gradientenbasierten Regime-Index auf Basis von eindimensionalen Daten ist daher inhärent fehlerbehaftet, kann aber aufgrund der weitgehenden Radialsymmetrie der MRB-Konfigurationen dennoch Einblicke in die Verteilung der Verbrennungsvorgänge auf die jeweiligen Flammenregimes bieten.

#### Anwendbarkeit der Regime-Indizes

Neben dem aus den Gradienten von  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  berechneten Regime-Index  $\beta_{\text{CH}_4}$  wurde in Abschnitt 2.1.5 auch ein Regime-Index  $\beta_{\text{CO}}$  eingeführt, in dem CO die Funktion des Brennstoffs übernimmt. Die Anwendbarkeit dieses CO-basierten Regime-Index ist jedoch auf Bereiche begrenzt, in denen  $\text{CH}_4$  bereits weitgehend ausgebrannt bzw. dissoziiert ist und der Umsatz von CO zu  $\text{CO}_2$  den Großteil der Verbrennung ausmacht. Da auch in der Vorwärm- und Reaktionszone einer reinen  $\text{CH}_4$ -Vormischflamme die Gradienten von CO und  $\text{O}_2$  gegenläufig orientiert sind (vgl. Abbildung 2.1) und in der inneren Zone der MRB-Konfigurationen aufgrund der brennstoffreichen Bedingungen im Jet  $\text{CH}_4$  meist noch in messbaren Konzentrationen vorliegt, führt die Anwendung von  $\beta_{\text{CO}}$  zu einer starken Überschätzung des Anteils nicht-vorgemischter Verbrennung.

Mit dem Ziel, eine Anwendung des CO-basierten Regime-Index dennoch zu ermöglichen, wurde ein kombinierter Regime-Index  $\beta^*$  eingeführt, der je nach Wert des lokal vorliegenden  $\text{CH}_4$ -Mischungsbruchs die Gestalt von  $\beta_{\text{CH}_4}$  oder  $\beta_{\text{CO}}$  annimmt:

$$\beta^* = \begin{cases} \beta_{\text{CH}_4} & Y_{\text{CH}_4} \geq Y_{\text{CH}_4, \min} \\ \beta_{\text{CO}} & Y_{\text{CH}_4} < Y_{\text{CH}_4, \min} \end{cases} \quad (4.2)$$

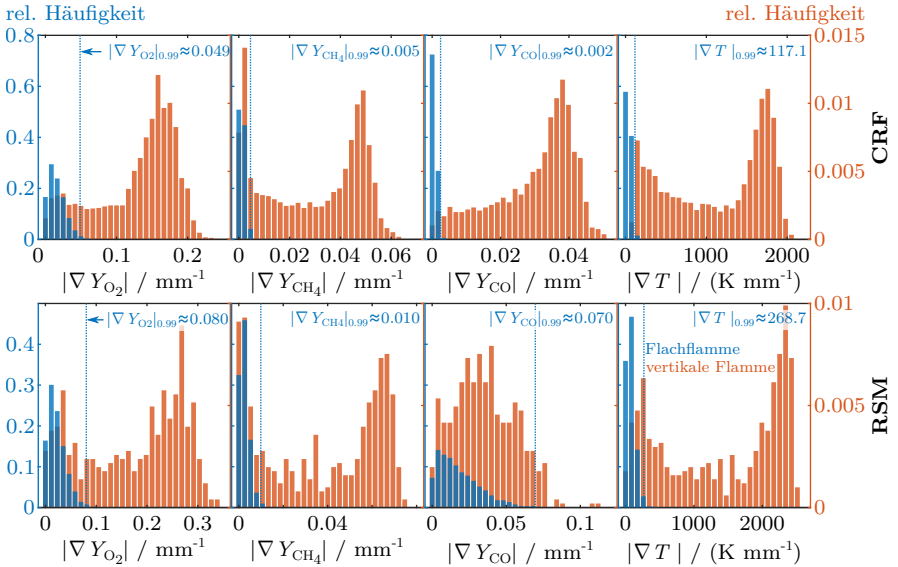
Der Wert dieses kombinierten Regime-Index hängt stark von der gewählten Untergrenze  $Y_{\text{CH}_4, \min}$  für die Anwendung von  $\beta_{\text{CH}_4}$  ab. Wird als Grenzwert die untere Brennbarkeitsgrenze von  $\text{CH}_4$  gewählt, werden die Anteile nicht-vorgemischter Zonen überschätzt, da ein vollständiger Ausbrand von  $\text{CH}_4$  in einer Flammenzone zwangsläufig auch die untere Brennbarkeitsgrenze durchläuft. Wird die untere Detektionsgrenze von  $\text{CH}_4$  gewählt (ermittelt aus dem 99 %-Perzentil im Abgas einer mageren Flachflammen-Konfiguration),

wird nur eine vernachlässigbare Anzahl nicht-vorgemischter Zonen durch  $\beta_{\text{CO}}$  identifiziert und der Index fällt weitgehend mit  $\beta_{\text{CH}_4}$  zusammen.

Die Regime-Identifikation auf Basis von  $\beta_{\text{CO}}$  oder  $\beta^*$  ist daher nicht sinnvoll auf die MRB-Konfigurationen anzuwenden. Im Folgenden wird nur die Anwendung von  $\beta_{\text{CH}_4}$  weiter verfolgt.

### Identifikation von Gradienten

Die an der CRF und am RSM ermittelten Raman-/Rayleigh-Liniendaten enthalten einen Anteil von Messrauschen, der sich auch in Form von Gradienten im aufgenommenen Signal bemerkbar macht. Idealerweise sollte für die gradientenbasierte Regime-Identifikation daher zwischen realen und durch Rauschen verursachten Gradienten diskriminiert werden. Da die am RSM aufgenommenen Daten nicht mittels WATR entrauscht wurden, sind diese stärker von Rauschen betroffen. Aufgrund der ohnehin schon größeren Auflösung wurde aber von einer räumlichen Filterung zur Glättung der Gradienten abgesehen, zumal die hier angewendete Berechnung von Gradienten aus Zentraldifferenzen ebenfalls zu einer Glättung führt. Stattdessen wurde eine Analyse der Verteilung von gemessenen Gradienten



**Abbildung 4.30:** Häufigkeitsverteilung gemessener Gradienten relevanter Spezies-Massenbrüche aus Messungen im Abgas der Flachflamme ( $\phi \approx 0,85$ , blau) im Vergleich zu gemessenen Gradienten in der vertikalen Flamme (rot). Ergebnisse aus Messungen an der CRF (oben) und am RSM (unten). Die Positionen der 99 %-Perzentile  $|\nabla Y_i|_{0,99}$  sind neben der Angabe des jeweiligen Wertes mit senkrechten Linien dargestellt.

ten im Abgas der Flachflamme durchgeführt, in dem ein annähernd homogenes Skalarfeld vorliegen sollte. Abbildung 4.30 zeigt die Häufigkeitsverteilung gemessener Gradienten relevanter Spezies-Massenbrüche aus Messungen im Abgas einer mageren Flachflammenkonfiguration ( $\phi \approx 0,85$ , blau) im Vergleich zu gemessenen Gradienten in der vertikalen



Flamme (rot). Die obere Zeile beinhaltet Ergebnisse aus Messungen an der CRF, die untere Zeile aus Messungen am RSM. Die Darstellung resultiert aus der Auswertung von jeweils 300 Aufnahmen der Flachflamme und 500 Aufnahmen der vertikalen Flamme. Zur Darstellung der Verteilung wurden die ermittelten Gradienten in je 30 Klassen innerhalb der Grenzen der Abszisse eingeteilt. Die Daten aus der vertikalen Flamme sind nicht auf die Flammenfront konditioniert und enthalten daher auch homogene Bereiche im unverbrannten bzw. verbrannten Gebiet. Als Grenzwert für das Vorliegen eines tatsächlichen Gradienten wurde das 99 %-Perzentil  $|\nabla Y_i|_{0.99}$  des Gradienten des Massenbruchs der Spezies  $i$  im Abgas der Flachflamme gewählt. Die Positionen der Perzentile sind neben der Angabe des jeweiligen Wertes in der Abbildung mit senkrechten Linien dargestellt. Die Wahl der  $|\nabla Y_i|_{0.99}$ -Werte aus den Verteilungen der Gradienten im Abgas der Flachflamme als Schwellwert für das Heranziehen von Gradienten zur Berechnung des Regime-Index soll weitgehend verhindern, dass durch Messrauschen verursachte Fehlidentifikationen von Verbrennungsregimen auftreten.

In den CRF-Daten ist für alle dargestellten Skalargradienten eine deutliche Trennung zwischen den homogenen Flachflammandaten und den Daten aus der vertikalen Flamme zu erkennen. Für die RSM-Daten ist die Trennung weniger stark ausgeprägt. Als problematisch erweisen sich bedingt durch die Messtechnik vor allem die Gradienten von  $Y_{CO}$ . Auch die ermittelten Grenzwerte liegen hier für alle Spezies höher, was zu einem größeren Anteil aussortierter Gradienten bei der Berechnung des Regime-Index führt.

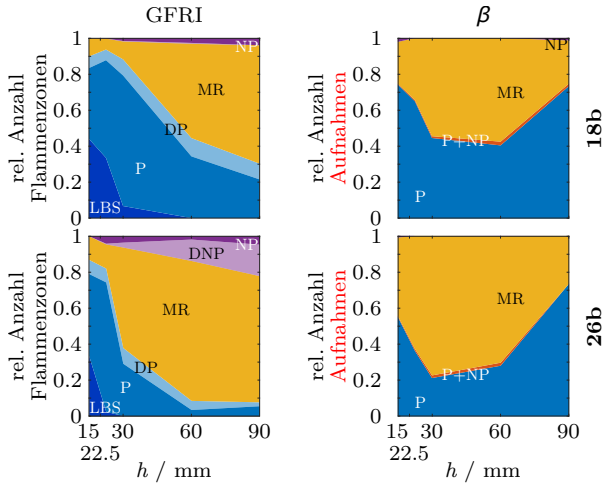
### 4.3.2 Vergleich der Ergebnisse der GFRI und der gradientenbasierten Methode

In einer vorangegangenen Analyse [8] wurden die Anteile der Verbrennungsregimes in der inneren Reaktionszone der MRB-Konfigurationen 18b und 26b mittels der gradientenfreien GFRI-Methode quantifiziert. Hierzu wurden jeweils alle Messpunkte im Bereich  $r < 10$  mm auf allen axialen Messebenen ausgewertet. Eine einzelne Aufnahme eines Kontrollvolumens kann dabei mehrere Flammenzonen beinhalten. An jedem detektierten CM-Nulldurchgang (Vormischflamme mit dem Mischungsbruch  $Z_{CM}$ ) wurde ein Auswertefenster mit einer Länge von 0,5 mm, etwa entsprechend der Dicke einer laminaren Vormischflamme, in Richtung der negativen CM-Werte (möglicher Bereich nicht-vorgemischter Flammen) untersucht. Aus dieser Analyse konnten dann Anteile magerer stratifizierter (LBS, *lean back support*), rein vorgemischter (P), dominant vorgemischter (DP) sowie rein nicht-vorgemischter (NP), dominant nicht-vorgemischter (DNP) und regimeübergreifender Zonen (MR, *multi regime*), definiert nach den in Tabelle 4.2 angegebenen Kriterien, ermittelt werden. Eine ausführlichere Diskussion zur Definition dieser Kriterien sowie zur Sensitivität gegenüber der Breite des Auswertefensters findet sich in [8].

**Tabelle 4.2:** Kriterien zur Zuordnung von Flammenregimes zu aus der GFRI ermittelten Flammenzonen [8].

Vorgemischt	P	$1 \geq \eta > 0.99$
Dominant vorgemischt	DP	$0.99 \geq \eta > 0.8$
Regimeübergreifend	MR	$0.8 \geq \eta > -0.8$
Dominant nicht-vorgemischt	DNP	$-0.8 \geq \eta > -1$
Nicht-vorgemischt	NP	$-0.99 \geq \eta \geq -1$ (kein CM-Nulldurchgang, $0.055 < Z_{HRR} < 0.07$ )
Stratifiziert ( <i>lean back support</i> )	LBS	$Z_{CM} < Z_{max} < Z_{Ring2}$

Zur Auswertung der Anteile der Verbrennungsregime in der inneren Reaktionszone auf Basis des Regime-Index  $\beta$  wurden alle Datensätze, bei denen das etwa 6 mm lange Kontrollvolumen um die Radialposition  $r = 2$  mm oder  $r = 3$  mm (je nach Messtag und -reihe) zentriert war, ausgewertet. Da aus den Messergebnissen nicht direkt CM-Nulldurchgänge identifiziert werden können und kein quantitatives Maß der Wärmefreisetzung verfügbar ist, ist eine Detektion von diskreten Reaktionszonen innerhalb der Messvolumina nicht durchführbar. Es können lediglich Bereiche identifiziert werden, in denen die Ersatzgröße  $HRR^*$  größere Werte annimmt als der zuvor definierte untere Grenzwert  $HRR^*_{0,99}$  (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Auswertung der Anteile der Verbrennungsregimes mit dem Regime-Index basiert daher im Gegensatz zu der Auswertung mittels GFRI nicht auf dem Anteil einzelner Flammenzonen, sondern auf dem relativen Anteil der Aufnahmen, die auf der gesamten Länge des Kontrollvolumens in Bereichen erhöhter Werte von  $HRR^*$  bestimmte Werte des Regime-Index enthalten. Aufnahmen, die in diesen Bereichen nur  $\beta \geq 0$  oder nur  $\beta \leq 0$  enthalten, werden als rein vorgemischt bzw. rein nicht-vorgemischt identifiziert. Als regimeübergreifend werden Aufnahmen definiert, die negative und positive  $\beta$ -Werte in einem Abstand von weniger als 0,5 mm aufweisen. Dieser Abstand entspricht der Breite des Auswertefensters der GFRI-Analyse. Aufnahmen, die sowohl vorgemischte als auch nicht-vorgemischte Bereiche zeigen, die jedoch räumlich weiter voneinander getrennt sind, werden nicht als regimeübergreifende, sondern als gemischte Aufnahmen (P+NP) bezeichnet.



**Abbildung 4.31:** Relative Anteile der ermittelten Verbrennungsregime innerhalb der inneren Reaktionszone für die Flammen 18b und 26b über alle Messebenen ab einer Höhe von 15 mm, ermittelt mittels GFRI (links) und aus der Auswertung des Regime-Index  $\beta$ .

Abbildung 4.31 zeigt anhand von Flächendiagrammen die Entwicklung der relativen Anteile der mit den verschiedenen Methoden ermittelten Verbrennungsregime innerhalb der inneren Reaktionszone für die Flammen 18b und 26b über alle Messebenen ab einer Höhe von 15 mm hinweg.

Die GFRI-Methode detektiert nahe dem Brenneraustritt für beide Flammen einen dominierenden Anteil an vorgemischter Verbrennung, wobei im Fall 18b der Anteil von stratifizierten Samples (LBS) höher liegt. Mit zunehmender Höhe über dem Brenner steigen die Anteile regimeübergreifender Prozesse an und erreichen im Fall 26b sogar einen Anteil von mehr als 75 %. Dominant nicht-vorgemischte (DNP) und rein vorgemischte (NP) Flammen machen nur einen geringen Anteil der Verbrennung an der inneren Zonen aus. Lediglich im brennstoffreicheren Fall 26b tritt auf großen Höhen eine nennenswerte Anzahl dieser Vorgänge auf.

Tendenziell ähneln die Anteile der Regimes aus der Auswertung des Regime-Index zumindest bis zu einer Höhe von  $h = 60$  mm denen aus der GFRI-Analyse. Von dominierenden Anteilen vorgemischter Verbrennung in der Nähe des Brenneraustritts findet ein Übergang zu größtenteils regimeübergreifender Verbrennung auf größeren Höhen statt. Der Regime-Index ist allerdings nicht in der Lage, erkennbare Anteile rein nicht-vorgemischter Verbrennung zu identifizieren. Interessanterweise zeigt der brennstoffärmere Fall im Widerspruch zur GFRI-Analyse etwas mehr nicht-vorgemischte Samples auf der Höhe  $h = 90$  mm als der brennstoffreichere Fall 26b. Auffällig ist eine erneute deutliche Zunahme des vorgemischten Anteils ab  $h = 60$  mm. Die Gründe hierfür liegen in einer fortschreitenden Homogenisierung des Mischungsfeldes im Fortschreiten zu größeren Höhen über dem Brenneraustritt und dem damit einhergehenden Abflachen von Gradienten (vgl. z.B. Abbildung 4.2). Da die Gradienten in den nicht-vorgemischten Bereichen der MRB-Flammen generell niedriger sind als in den vorgemischten (nicht gezeigt, jedoch aus Abbildung 4.33 zu schließen), betrifft dies in erster Linie die nicht-vorgemischten und regimeübergreifenden Vorgänge.

### 4.3.3 Anwendung des Regime-Index auf die MRB-Flammen

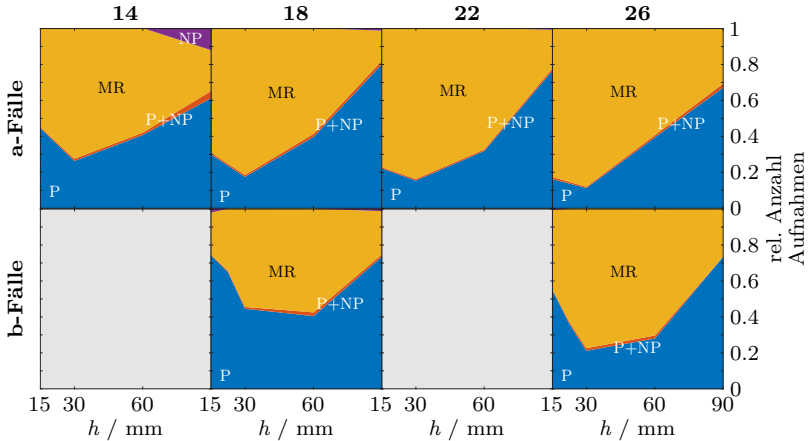
Nach dem Vergleich der Ergebnisse der GFRI-Analyse mit den Ergebnissen der Berechnung des Regime-Index in der inneren Reaktionszone zweier MRB-Konfigurationen folgt nun die Anwendung des Regime-Index auf alle vermessenen MRB-Flammen.

#### An der CRF vermessene Konfigurationen

Die ermittelten Anteile der auf Basis des Regime-Index ermittelten Regimes an der Verbrennung in der inneren Reaktionszone sind für alle an der CRF vermessenen Flammen als Flächendiagramme in Abbildung 4.32 dargestellt.

Für alle Flammenkonfigurationen ist ein deutlicher Anstieg des Anteils regimeübergreifender Verbrennung zulasten der vorgemischten bis zu einer Höhe von  $h = 30$  mm zu erkennen. Die brennstoffreicheren Konfigurationen zeigen hier auch erwartungsgemäß größere Anteile. In den b-Konfigurationen liegen die Anteile hier weniger hoch. Ein möglicher Grund hierfür ist in der schmaleren Verteilung der Häufigkeit von  $Z$  im Bereich der inneren Reaktionszone im Vergleich zu den a-Fällen, siehe Abbildung 4.23. Die Reaktionszone liegt hier im Mittel zudem in einem von der Ausströmung reiner Luft aus Ring 1 verursachten lokalen Minimum (vgl. Abbildung 4.13), sodass hier insgesamt weniger steile Gradienten vorliegen. Ab einer Höhe von  $h = 60$  mm stimmen die aus den b-Fällen bestimmten Anteile wieder mit den aus den a-Fällen überein.

Bemerkenswert gering ist in allen Konfigurationen der Anteil rein nicht-vorgemischter und gemischter (P+NP) Aufnahmen. Situationen, in denen die Gradienten von  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  nicht gleichgerichtet sind, treten also fast ausschließlich in regimeübergreifenden Flammenzonen in unmittelbarer Nähe zu einer Vormischflamme auf. Unklar bleibt, warum in



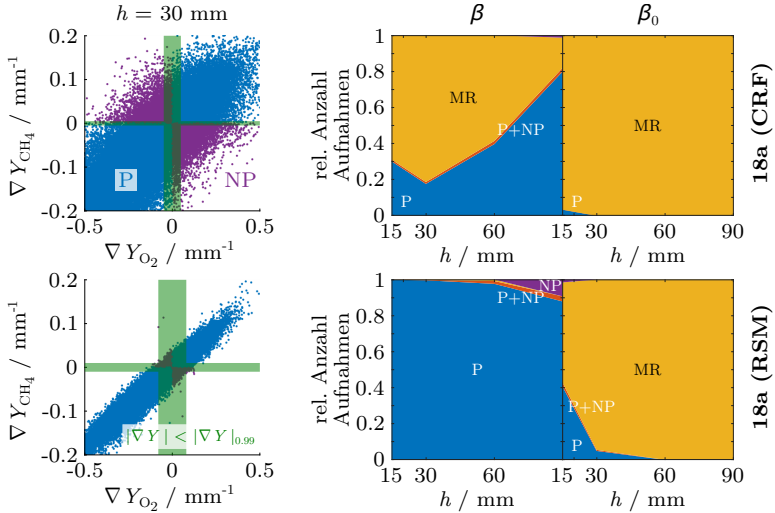
**Abbildung 4.32:** Relative Anteile der ermittelten Verbrennungsregimes für alle an der CRF vermessenen Flammen über alle Messebenen ab einer Höhe von 15 mm, ermittelt aus der Auswertung des Regime-Index  $\beta$ .

der magersten Konfiguration 14a in großen Höhen wieder vermehrt nicht-vorgemischte Flammen auftreten.

### Vergleich der CRF- und der RSM-Messungen

Eine Anwendung des Regime-Index  $\beta$  auf die am RSM gewonnenen Messdaten stellt sich leider als nicht sinnvoll heraus. Zur Illustration der Problematik sind in Abbildung 4.33 die Ergebnisse der Auswertung des Regime-Index  $\beta$  unter Verwendung der in Abschnitt 4.3.1 definierten Schwellwerte und eines unlimitierten Regime-Index, der ohne die Diskriminierung von Gradienten ermittelt wurde, dargestellt. Dieser unlimitierte Regime-Index wird im Folgenden als  $\beta_0$  bezeichnet. Als Vergleichsfall wurde Flamme 18a gewählt, die sowohl an der CRF als auch am RSM vermessen wurde. Auf der linken Seite der Abbildung sind Streudiagramme der Gradienten von  $Y_{CH_4}$  über den Gradienten von  $Y_{O_2}$  für beide Messreihen auf der Höhe  $h = 30$  mm dargestellt und gemäß ihrer Klassifizierung durch den Regime-Index farbcodiert. Die grün markierten Bereiche kennzeichnen Gradienten, die durch die Verwendung des Schwellwertes aussortiert würden. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei der Anwendung des unlimitierten Regime-Index  $\beta_0$  auf die CRF-Messung fast ausschließlich regimeübergreifende Verbrennungsvorgänge detektiert werden, was in Anbetracht der Ergebnisse aus der GFRI-Analyse (Fall 18b) nicht als realistisch erachtet werden kann. Die trotz der Anwendung des WATR-Algorithmus verbleibenden durch Rauschen verursachten Gradienten führen dazu, dass in direkter Nachbarschaft jeder vorgemischten Zone auch immer entgegengesetzte Gradienten von  $O_2$  und  $CH_4$  zu finden sind.

Die Anwendung des limitierten Regime-Index  $\beta$  auf die RSM-Daten führt hingegen zur fast ausschließlichen Detektion vorgemischter Zonen. Eine Betrachtung der Streudiagramme der beiden Gradienten (linke Seite der Abbildung) verdeutlicht die Gründe hierfür. Einerseits sind durch die größere räumliche Auflösung der am RSM durchgeführten Messungen die Gradienten im NP-Bereich deutlich kleiner, andererseits ist der Bereich der auszu-



**Abbildung 4.33:** Vergleich der Ergebnisse des Anwendung des Regime-Index auf die in beiden Laboren gemessene Flamme 18a. Links: Streudiagramme der Gradienten von  $\text{CH}_4$  über  $\text{O}_2$  auf der Höhe  $h = 30 \text{ mm}$ . Der Bereich aufgrund des Schwellwertes aussortierter Gradienten ist grün markiert. Rechts: Ergebnisse des schwellwertlimitierten Regime-Index  $\beta$  und des unlimitierten Regime-Index  $\beta_0$ .

sortierenden Gradienten aufgrund der höheren Schwellwerte größer. Die Anwendung des unlimitierten Regime-Index  $\beta_0$  führt zwar zur Detektion wesentlich höherer Anteile von regimeübergreifender Verbrennung, die auch erwartungsgemäß mit der Höhe über dem Brenner anwachsen. Es ist jedoch nicht zu klären, welcher Anteil hiervon durch Rauschen verursacht wird.

Die Verwendung eines gradientenbasierten Ansatzes zur Regimeidentifikation auf eindimensionale Messdaten, die zudem noch von Rauschen beeinflusst sind, ist daher immer mit vielen Unsicherheiten behaftet. Es wird auch deutlich, dass am RSM eine höhere räumliche Auflösung angestrebt werden muss, wenn (projizierte) Gradienten der Speziesmassenbrüche im Bereich regimeübergreifender Flammen aufgelöst werden sollen.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

### Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die detaillierte lasermesstechnische Untersuchung einer Serie von turbulenten regimeübergreifenden Flammen. Derartige Flammenkonfigurationen sind geprägt von Bereichen, in denen sich vorgemischte und nicht-vorgemischte Flammenzonen in unmittelbarer räumlicher Nähe zueinander befinden, miteinander interagieren und unterschiedlich stark zur Brennstoffumsetzung und Wärmefreisetzung beitragen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiger Brenner entwickelt, der sich gegenüber den aus der Literatur bekannten Laborbrenner-Konfigurationen durch eine verbesserte optische Zugänglichkeit und besser definierte und charakterisierbare Randbedingungen auszeichnet. Eine Serie von auf diesem neuartigen Brenner stabilisierten turbulenten regimeübergreifenden Methan-Luft-Flammen unterschiedlicher Mischungsverhältnissen und Strömungsgeschwindigkeiten war Gegenstand umfangreicher lasermesstechnischer Untersuchungen.

An der *Combustion Research Facility* (CRF) der Sandia National Laboratories (Livermore, Kalifornien) wurden Skalarmessungen mittels kombinierter Raman-/Rayleigh-Spektroskopie sowie laserinduzierter Fluoreszenz des CO-Moleküls durchgeführt. Am Fachgebiet Reaktive Strömungen und Messtechnik (RSM) der TU Darmstadt wurden an einer Vergleichsflamme und zwei zusätzlichen Flammenkonfigurationen ebenfalls kombinierte Raman-/Rayleigh-Skalarmessungen sowie Geschwindigkeitsmessungen mittels *Particle Image Velocimetry* (PIV) und simultane Versuche zur Flammenvisualisierung mittels laserinduzierter Fluoreszenz des SO<sub>2</sub>-Moleküls durchgeführt. Die Anregungsseite des Raman-/Rayleigh-Aufbaus am RSM wurde im Rahmen dieser Arbeit komplett neu aufgebaut. Zudem stellen die in dieser Arbeit präsentierten Messungen die ersten umfangreichen Experimente an turbulenten Flammen mit der kürzlich in einer vorangegangenen Arbeit überarbeiteten Detektionsseite des Prüfstandes dar. Der experimentelle Aufbau sowie die Vorgehensweise zur Kalibration, Datenvorbereitung und -auswertung mit der Methode der hybriden Matrix-Inversion werden in der vorliegenden Arbeit ausführlich dargestellt.

Die untersuchten Flammenkonfigurationen zeigen hinsichtlich ihres globalen Erscheinungsbildes einige typische Merkmale. Allen Flammenkonfigurationen gemein ist die Ausbildung einer ausgedehnten Rezirkulationszone, die die Verbrennung brennstoffreichen Gemisches aus einer zentralen Jet-Strömung in einer abgehobenen inneren Reaktionszone durch die Rückströmung heißer Verbrennungsprodukte aus einer mageren äußeren Vormischflamme fördert. Diese beiden Reaktionszonen bleiben in allen Flammenkonfigurationen über die gesamte Höhe der Flammen räumlich deutlich voneinander getrennt. Die Einflüsse der über die MRB-Serie hinweg variierten Parameter auf das Strömungs- und Skalarfeld werden in dieser Arbeit eingehend diskutiert.

Beide Reaktionszonen werden in der vorliegenden Arbeit hinsichtlich ihrer Lage im Orts- und Zustandsraum, ihrer Interaktion und des Grades der lokalen Stratifizierung des Mischungsfeldes eingehend untersucht. In den brennstoffreicheren Flammenkonfigurationen sowie in den a-Konfigurationen mit geringerer Ausströmgeschwindigkeit reiner Luft aus Ring 1 bildet sich die innere Reaktionszone tendenziell näher am Brenneraustritt aus. In den mageren Flammenkonfigurationen liegt in der inneren Reaktionszone teilweise stratifizierte Verbrennung unter *front support* vor, in den brennstoffreicheren eher *back support*. Obwohl die Reaktionszonen räumlich voneinander getrennt bleiben, findet durch die Rezirkulationszone ein Transport brennstoffreicher Mischungen aus dem inneren radialen Bereich zur äußeren Vormischflamme statt. Dieser Transport schlägt sich auf einigen Messebenen in bimodalen Verteilungen im Mischungsraum der äußeren Zone nieder. Er führt auch dazu, dass die Verbrennung in der äußeren Zone leicht stratifiziert (*back supported*) stattfindet.

Die Anteile vorgemischter, nicht-vorgemischter und regimeübergreifender Flammenzonen innerhalb der inneren Reaktionszone wurden für zwei Flammenkonfigurationen mit der kürzlich entwickelten Methode *Gradient Free Regime Identification* (GFRI) analysiert. Sämtliche an der CRF vermessenen Flammen wurden zusätzlich hinsichtlich der lokal vorliegenden Werte eines gradientenbasierten Regime-Index untersucht. Es zeigt sich, dass der Anteil regimeübergreifender Prozesse an der Verbrennung in der inneren Reaktionszone je nach Flammenkonfiguration und Messposition teilweise mehr als 75 % erreicht. Dieser Anteil steigt tendenziell mit dem über die Flammenkonfigurationen hinweg erhöhten Brennstoff-Luft-Verhältnis in der brennstoffreichen Jet-Strömung. Die Erhöhung der Ausströmgeschwindigkeit reiner Luft aus dem umgebenden Ringspalt 1 reduziert den Anteil detektierter regimeübergreifender Verbrennung hingegen.

Es stehen nun umfangreiche experimentell gewonnene Skalar- und Geschwindigkeitsdaten zu Flammen mit parametrisch variierten Mischungs- und Strömungsbedingungen am Einströmrand des Brenners und daraus resultierenden variierenden Anteilen vorgemischter, nicht-vorgemischter und regimeübergreifender Verbrennung als Validierungsbasis für numerische Untersuchungen zur Verfügung.

## Ausblick

Eine detaillierte Untersuchung des Stabilisierungsmechanismus der abgehobenen inneren Zone auf Basis der Flammvisualisierung mittels  $\text{SO}_2$ -LIF unter Einbeziehung der simultan aufgenommenen Geschwindigkeitsdaten ist derzeit in Arbeit. Die Kombination dieser Erkenntnisse mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen bezüglich der Lage der Reaktionszonen in Orts- und Zustandsraum sowie ihrer Stratifizierung wird weitere Einblicke in die Struktur der inneren Reaktionszone ermöglichen. Die Auswertung der vorliegenden Geschwindigkeitsdaten in Form auf die Flammenzone konditionierter Statistiken wird zudem die Möglichkeit einer detaillierten Analyse der Interaktion zwischen dem turbulenten Strömungsfeld und der Verbrennung in der Reaktionszone bieten.

Bei der Entwicklung des MRB wurde die Möglichkeit vorgesehen, die Strömung aus Ring 2 mit Drall zu beaufschlagen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden hingegen nur unverdrallte Konfigurationen untersucht. Der Einfluss eines verdrallten Strömungsfelds auf das Mischungsfeld in der inneren Reaktionszone und daraus auf die Verteilung der Anteile der Verbrennungsregimes könnte weitere Erkenntnisse hervorbringen. Die Verdrallung des Strömungsfelds würde zudem die Vergleichbarkeit der MRB-Flammen mit technischen Anwendungen erhöhen.

---

Aus der Analyse der Verbrennungsregimes ergab sich ein Anstieg des Anteils der regime-übergreifenden Verbrennung an den Reaktionen in der inneren Zone durch die Erhöhung des Mischungsbruchs im Jet. Die Messungen am RSM erweitern die an der CRF vermessene MRB-Serie um zwei brennstoffreichere Konfigurationen. Da die Anwendung des Regime-Index auf die RSM-Messungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht sinnvoll genutzt werden konnte, wäre die Analyse der vorliegenden Verbrennungsregimes in diesen brennstoffreichen Flammen mit der GFRI-Methode besonders interessant.





## Anhang A

### Radialprofile ausgesuchter Geschwindigkeiten und Skalare

A.1 Radialprofile für MRB 14a

A.2 Radialprofile für MRB 18a

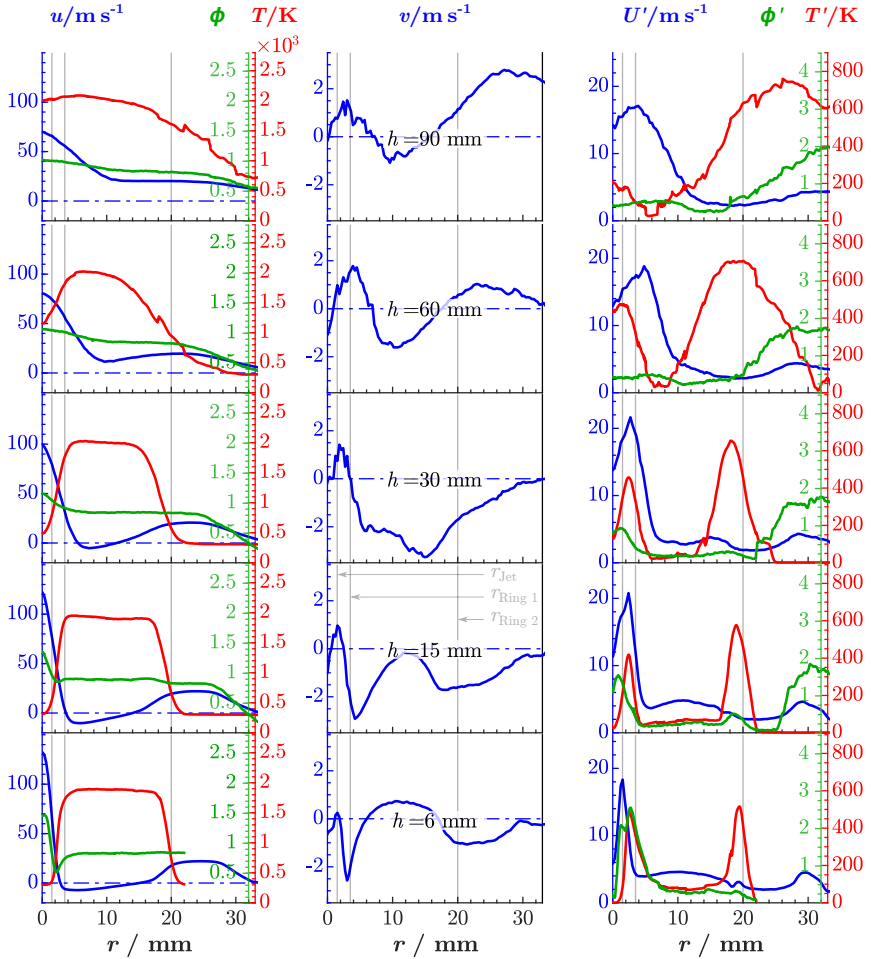
A.3 Radialprofile für MRB 18b

A.4 Radialprofile für MRB 22a

A.5 Radialprofile für MRB 26a

A.6 Radialprofile für MRB 318a

A.7 Radialprofile für MRB 318b



**Abbildung A.1:** Radialprofile der mittleren axialen Geschwindigkeit  $u$  und der mittleren Temperatur  $T$  und des mittleren Äquivalenzverhältnisses  $\phi$  (linke Spalte), der mittleren radialen Geschwindigkeit  $v$  (mittlere Spalte) sowie der kombinierten Geschwindigkeitsfluktuation  $U' = (u'^2 + v'^2)^{1/2}$ , der Fluktuation der Temperatur  $T'$  und des Äquivalenzverhältnisses  $\phi'$  (rechte Spalte) an fünf axialen Positionen für Flamme 14a.

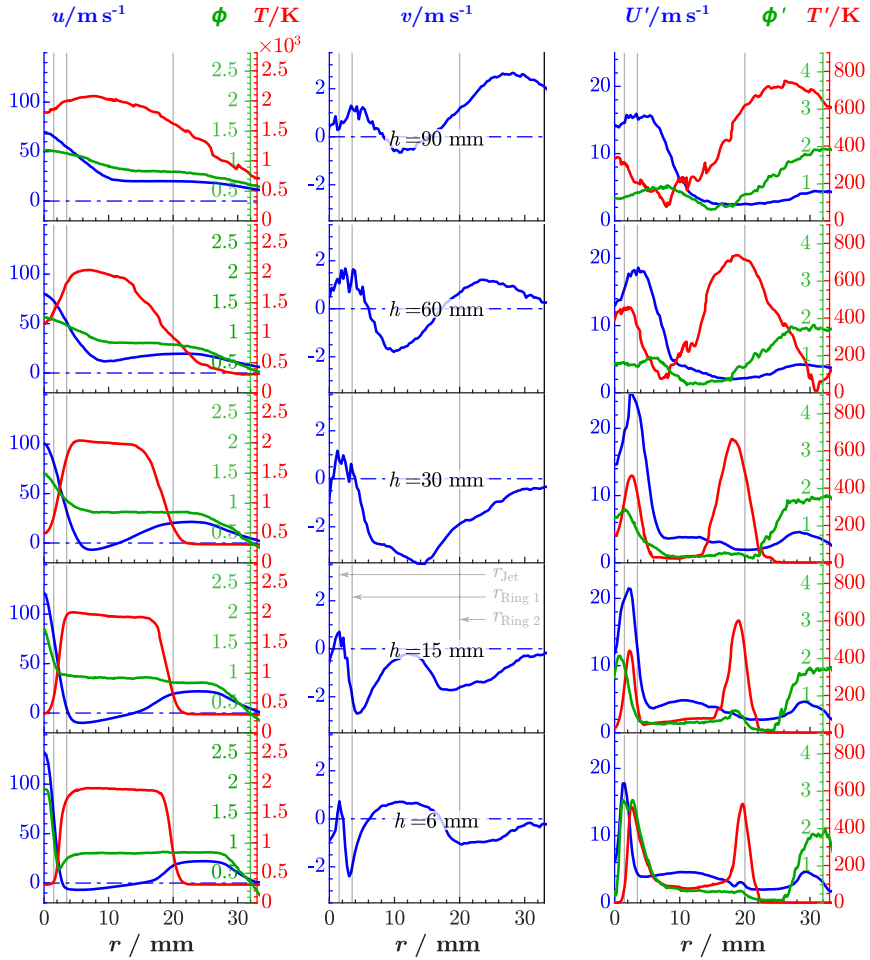


Abbildung A.2: Radialprofile von  $u$ ,  $v$ ,  $U'$ ,  $T$ ,  $T'$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 18a.

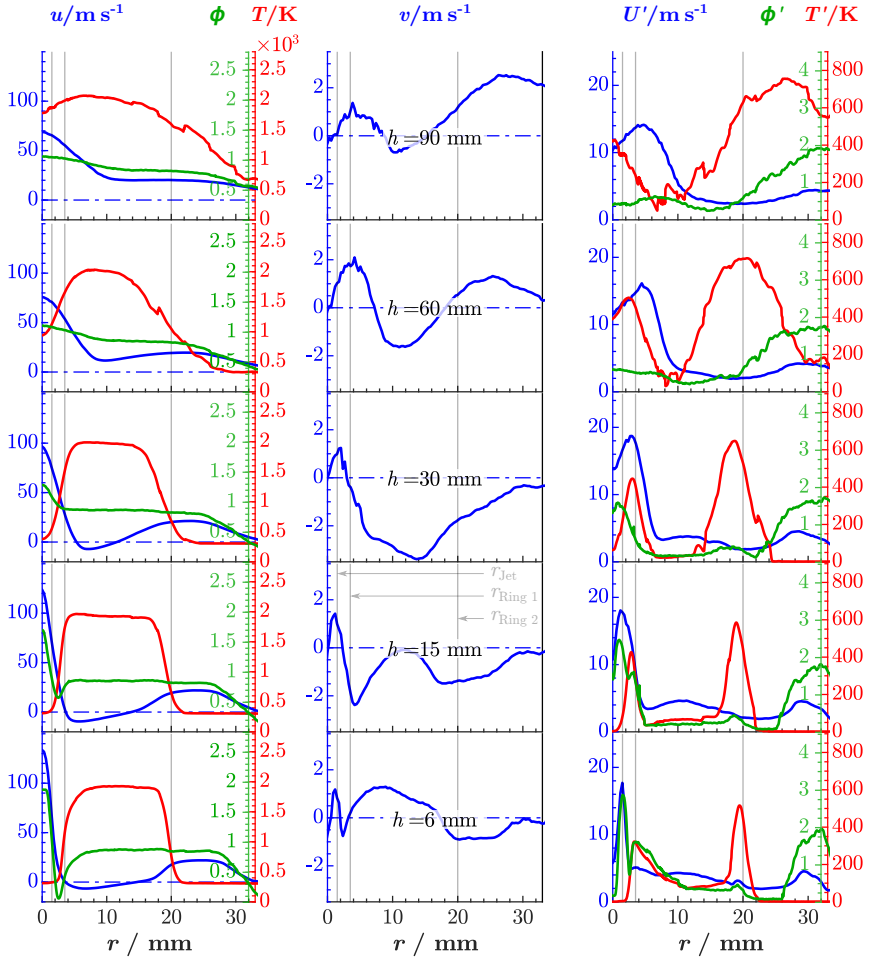
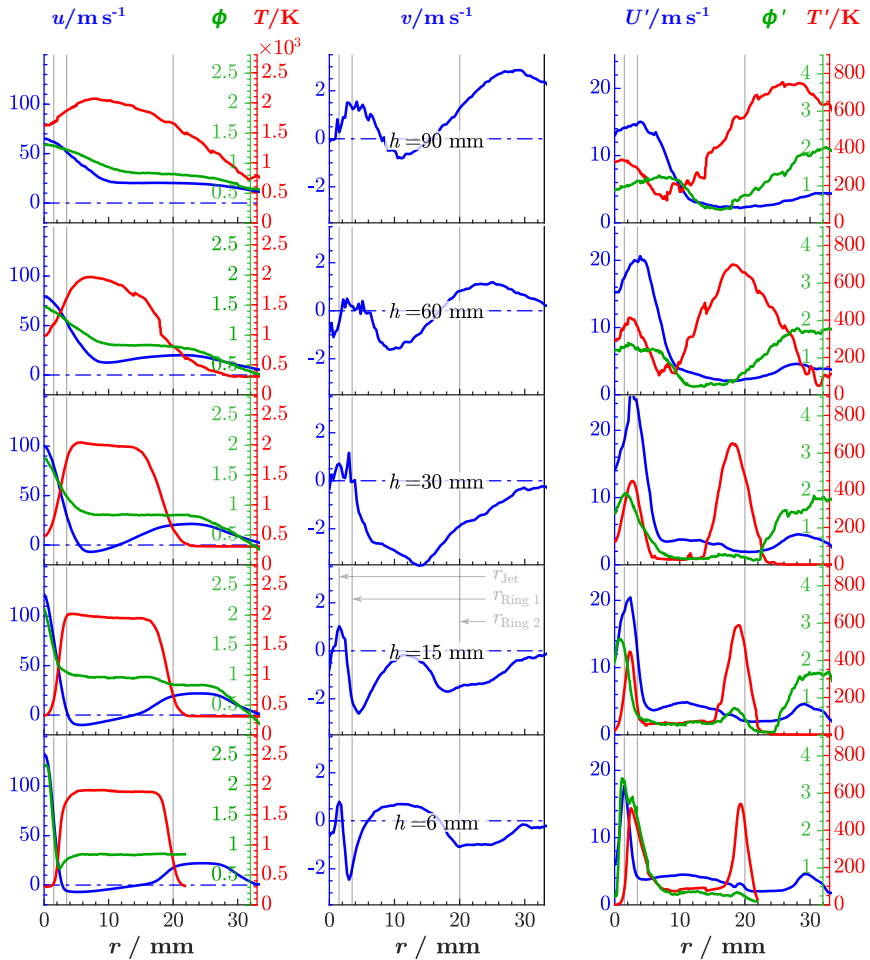


Abbildung A.3: Radialprofile von  $u$ ,  $v$ ,  $U'$ ,  $T$ ,  $T'$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 18b.



**Abbildung A.4:** Radialprofile von  $u$ ,  $v$ ,  $U'$ ,  $T$ ,  $T'$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 22a.

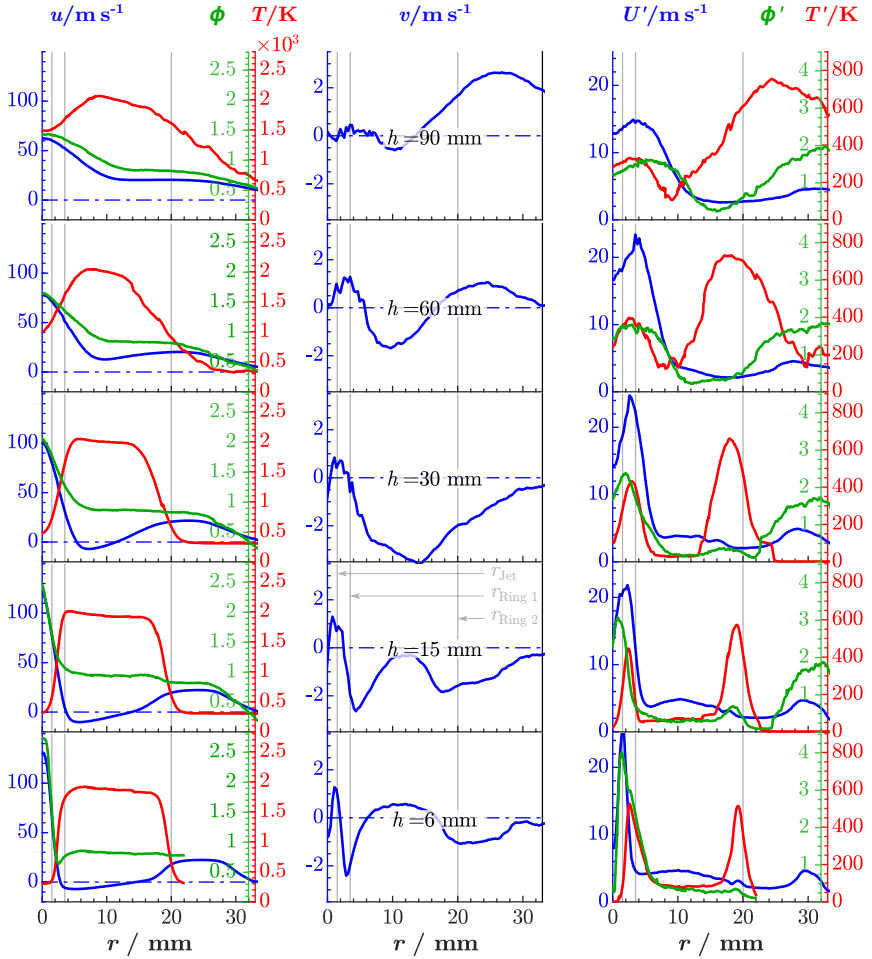
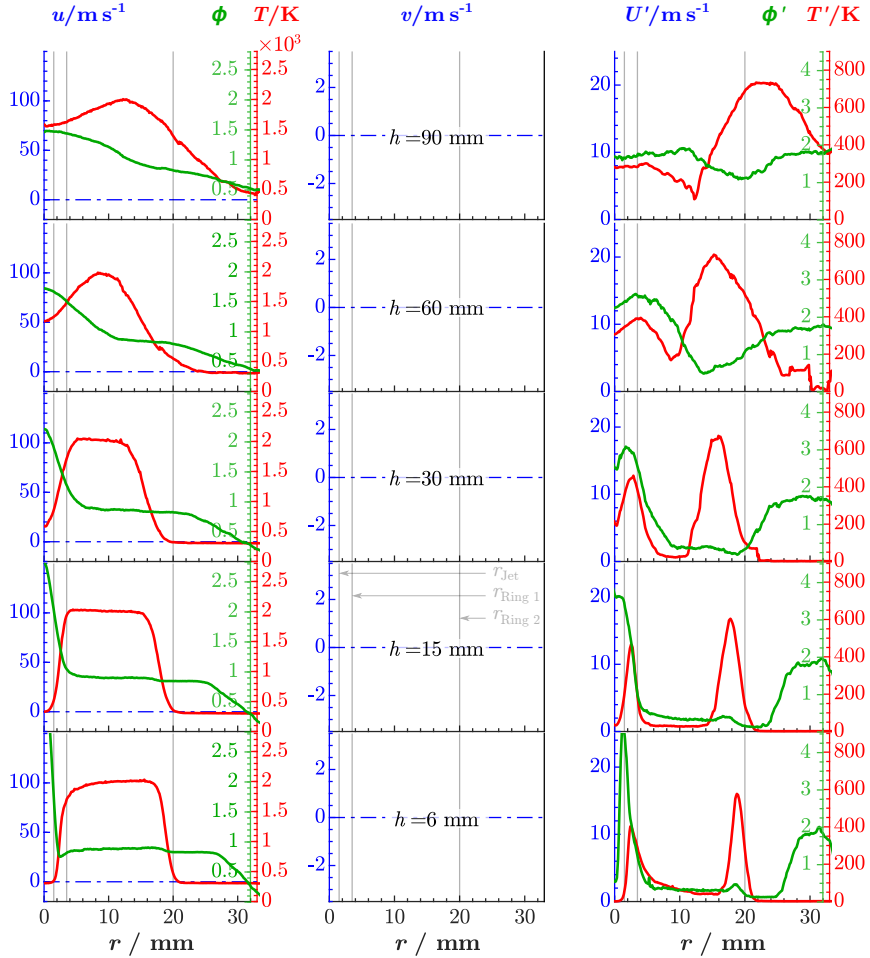


Abbildung A.5: Radialprofile von  $u$ ,  $v$ ,  $U'$ ,  $T$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 26a.



**Abbildung A.6:** Radialprofile von  $T$ ,  $T'$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 318a. Für diese Flamme wurden keine Geschwindigkeitsdaten aufgenommen.



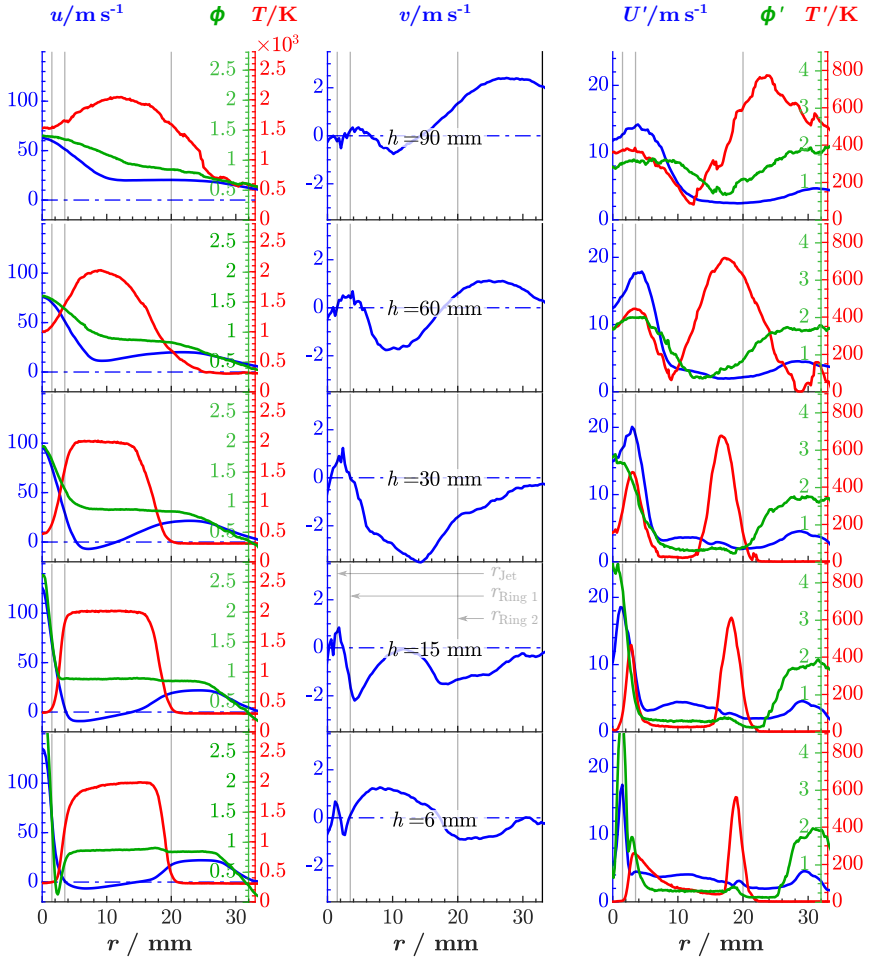


Abbildung A.7: Radialprofile von  $u$ ,  $v$ ,  $U'$ ,  $T$ ,  $T'$ ,  $\phi$ ,  $\phi'$  für Flamme 318b.

## Anhang B

### Streudiagramme

- B.1 Streudiagramme von  $T$  über  $Z$  für MRB 18a (RSM), MRB 18b und MRB 26b
- B.2 Streudiagramme von  $Y_{\text{CH}_4}$  über  $Z$  für MRB 18a (RSM), MRB 18b und MRB 26b
- B.3 Streudiagramme von  $Y_{\text{CO}}$  über  $Z$  für MRB 18a (RSM), MRB 18b und MRB 26b

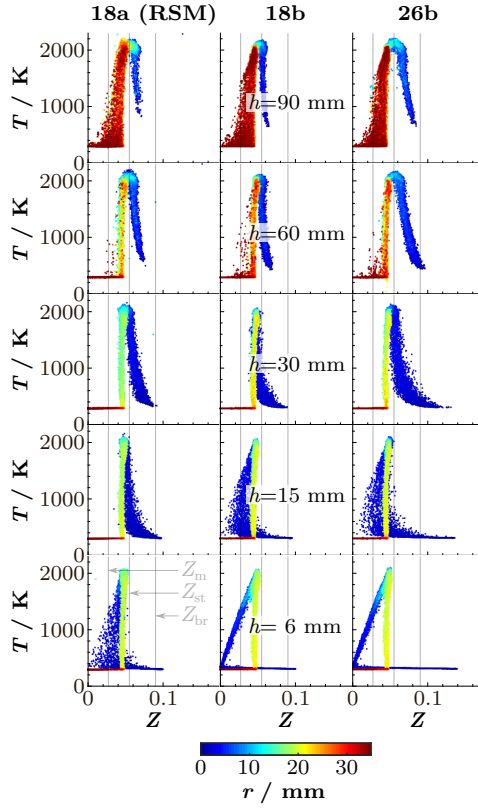


Abbildung B.1: Streudiagramme von  $T$  über  $Z$  für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b.

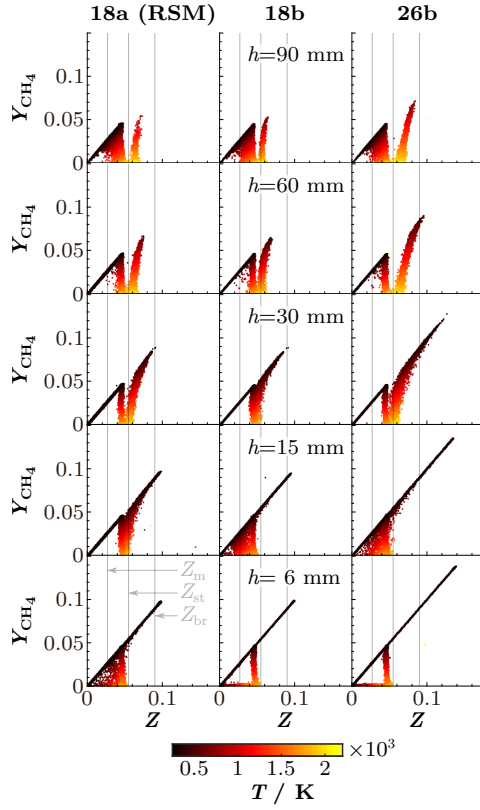


Abbildung B.2: Streudiagramme von  $Y_{\text{CH}_4}$  über  $Z$  für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b.

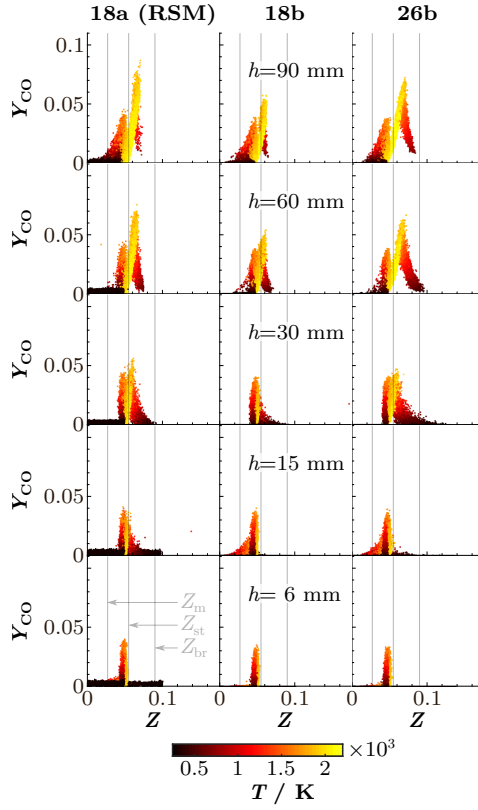


Abbildung B.3: Streudiagramme von  $Y_{CO}$  über  $Z$  für die Flammen 18a (RSM), 18b und 26b.



# Anhang C

## Lage der Reaktionszonen

**Tabelle C.1:** Lage der inneren und äußeren Reaktionszone für alle vermessenen Flammen ermittelt auf Basis des Temperaturgradienten  $r_{\nabla T}$  und auf Basis des Maximalwerts der Wärmefreisetzung  $r_{HRR}^*$  sowie zugehörige Standardabweichungen der Lage. Werte in mm. Anzahl der ausgewerteten Einzelaufnahmen.

Flamme	Höhe	innere Zone				äußere Zone				Anzahl Aufn.	
		$r_{\nabla T}$	$r'_{\nabla T}$	$r_{HRR}^*$	$r'_{HRR}^*$	$r_{\nabla T}$	$r'_{\nabla T}$	$r_{HRR}^*$	$r'_{HRR}^*$	innen	außen
14a	6	2,87	1,49	2,39	0,26	19,56	0,78	19,16	0,58	1520	435
	15	1,89	0,77	2,68	0,40	19,07	1,02	18,77	0,95	3729	523
	30	1,84	1,03	2,90	0,81	18,51	1,24	18,34	1,15	4218	658
	60	1,78	1,45	2,03	1,33	19,56	1,93	19,53	2,02	231	421
	90	3,01	1,96	1,37	1,62	20,45	1,99	20,74	2,11	243	461
18a	6	2,93	1,51	2,55	0,28	19,70	0,76	19,33	0,67	1477	720
	15	1,85	0,70	2,66	0,40	18,87	1,01	18,58	0,93	3815	555
	30	1,89	0,96	3,04	0,74	18,84	1,14	18,58	1,08	4052	621
	60	1,89	1,50	2,67	1,49	19,34	1,86	19,78	2,05	232	448
	90	2,62	1,87	1,68	1,57	20,04	2,24	20,50	2,31	246	487
18a (RSM)	6	3,11	1,08	4,11	0,61	18,81	0,66	18,55	0,61	4433	796
	15	2,10	0,77	2,88	0,71	18,09	0,93	17,84	0,92	3918	798
	22,5	1,97	0,99	2,84	0,90	17,62	0,84	17,32	0,65	4981	798
	30	1,88	1,16	2,87	1,03	18,58	1,04	17,95	0,63	4988	797
	60	1,79	1,24	1,59	1,96	18,53	1,60	18,56	1,68	4985	798
	90	2,10	1,52	1,49	2,03	19,69	1,83	20,27	1,94	299	597
18b	6	3,56	2,03	-	-	19,57	0,74	19,17	0,63	2848	620
	15	2,66	1,16	2,97	0,56	19,06	1,00	18,76	0,91	4126	594
	22,5	2,26	0,91	3,22	0,57	18,89	1,24	18,55	1,16	4168	600
	30	2,35	1,00	3,45	0,74	18,82	1,38	18,58	1,23	4605	622
	60	2,03	1,46	2,87	1,44	19,80	2,04	19,57	2,07	1667	471
	90	2,79	1,86	1,83	1,70	20,35	2,09	20,56	2,02	255	463
22a	6	2,96	1,50	2,43	0,26	19,48	0,78	19,14	0,66	1448	504
	15	1,86	0,79	2,72	0,40	18,93	1,09	18,61	1,04	4402	415
	30	2,08	1,03	3,23	0,75	18,84	1,18	18,61	1,07	4445	629
	60	2,07	1,42	3,46	1,44	19,27	2,01	19,28	1,95	244	459
	90	2,40	1,75	2,48	1,92	20,19	2,32	20,38	2,25	268	471
26a	6	2,87	1,52	2,55	0,40	19,44	0,78	19,04	0,62	1443	561
	15	1,87	0,80	2,74	0,40	18,94	0,99	18,61	0,89	3965	561
	30	2,19	1,08	3,61	0,82	18,95	1,18	18,69	1,09	4370	608
	60	2,17	1,61	4,03	1,47	19,32	2,01	19,31	2,12	228	447
	90	2,46	1,77	3,45	1,91	20,22	2,09	20,40	2,14	268	456
26b	6	3,45	2,06	-	-	19,73	0,72	19,35	0,63	773	594
	15	2,75	1,26	3,01	0,41	19,08	0,97	18,82	0,91	4145	589
	22,5	2,31	0,88	3,13	0,56	18,73	1,22	18,49	1,08	4184	617
	30	2,15	1,01	3,20	0,67	18,49	1,37	18,16	1,25	4213	704
	60	2,29	1,59	3,80	1,38	19,82	1,86	19,50	1,91	1668	661
	90	2,44	1,64	3,10	1,89	20,32	2,13	20,63	2,02	266	457
318a	6	3,10	1,09	3,71	0,98	18,87	0,71	18,61	0,65	3906	798
	15	2,09	0,76	3,00	0,63	17,79	0,86	17,56	0,85	4732	798
	22,5	2,06	0,97	3,15	0,80	17,66	0,85	17,40	0,72	4977	798
	30	1,89	1,20	3,39	1,01	19,09	1,43	17,99	0,63	4965	797
	60	2,07	1,22	2,36	2,07	18,42	1,51	18,51	1,72	4883	798
	90	2,38	1,37	1,79	2,09	19,80	1,87	19,58	2,10	274	581
318b	6	3,47	2,10	5,70	0,03	18,88	0,63	18,64	0,58	4976	797
	15	3,23	1,36	3,32	0,81	18,52	0,74	18,22	0,64	4977	798
	22,5	2,41	1,02	3,26	0,63	18,16	0,82	17,84	0,69	4979	797
	30	2,22	1,21	3,48	0,92	18,28	1,04	17,84	0,62	4986	798
	60	2,35	1,53	3,47	1,68	19,82	2,00	19,26	1,79	4931	796
	90	2,36	1,59	2,62	2,11	20,47	1,89	21,14	1,92	291	594

# Literaturverzeichnis

- [1] M. Lackner, Á. B. Palotás, and F. Winter. *Combustion: From Basics to Applications*. Wiley-VCH, s.l., 1. Aufl. edition, 2013. ISBN 978-3-527-33376-9. URL <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10731725>.
- [2] International Energy Agency. Key World Energy Statistics 2019, 2019. URL <https://www.iea.org/reports/key-world-energy-statistics-2019>.
- [3] R. S. Barlow. Laser diagnostics and their interplay with computations to understand turbulent combustion. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(1):49–75, 2007.
- [4] TNF. International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Flames. URL <https://tnfworkshop.org/>.
- [5] TNF, editor. *TNF13 Workshop Proceedings*, 2016. URL <https://tnfworkshop.org/workshop-proceedings/tnf13-workshop/>.
- [6] TNF, editor. *TNF14 Workshop Proceedings*, 2018. URL <https://tnfworkshop.org/workshop-proceedings/tnf14-workshop/>.
- [7] A. R. Masri. Partial premixing and stratification in turbulent flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2):1115–1136, 2015.
- [8] D. Butz, S. Hartl, S. Popp, R. S. Barlow, C. Hasse, A. Dreizler, and D. Geyer. Analysis of multi-mode combustion processes based on the reconstruction of thermochemical states from combined 1D-Raman/Rayleigh/CO-LIF experiments. *Laser Diagnostics in Energy and Combustion Science (Gordon Research Conference)*.
- [9] M. S. Mansour. A Concentric Flow Conical Nozzle Burner for Highly Stabilized Partially Premixed Flames. *Combustion Science and Technology*, 152(1):115–145, 2000.
- [10] B. Li, E. Baudoin, R. Yu, Z. W. Sun, Z. S. Li, X. S. Bai, M. Aldén, and M. S. Mansour. Experimental and numerical study of a conical turbulent partially premixed flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(2):1811–1818, 2009.
- [11] M. S. Mansour, H. Pitsch, S. Kruse, M. F. Zayed, M. S. Senosy, M. Juddoo, J. Beeckmann, and A. R. Masri. A concentric flow slot burner for stabilizing turbulent partially premixed inhomogeneous flames of gaseous fuels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 91:214–229, 2018.
- [12] M. S. Mansour. A study of turbulent partially premixed flames based on simultaneous imaging of velocity field and oh radical. *Combustion Science and Technology*, 174(2):47–78, 2002.
- [13] F. El-Mahallawy, A. Abdelhafez, and M. S. Mansour\*. Mixing and nozzle geometry effects on flame structure and stability. *Combustion Science and Technology*, 179(1-2):249–263, 2007.
- [14] B. Yan, B. Li, E. Baudoin, C. Liu, Z. W. Sun, Z. S. Li, X. S. Bai, M. Aldén, G. Chen, and M. S. Mansour. Structures and stabilization of low calorific value gas turbulent partially premixed flames in a conical burner. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(3):412–419, 2010.
- [15] M. S. Mansour, A. M. Elbaz, and M. Samy. The stabilization mechanism of highly stabilized partially premixed flames in a concentric flow conical nozzle burner. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 43:55–62, 2012.
- [16] M. S. Mansour. Classification of the Mixing Field of Partially Premixed Flames Using Regime Diagram. *Combustion Science and Technology*, 188(4-5):667–683, 2016.
- [17] M. S. Mansour, A. M. Elbaz, W. L. Roberts, M. S. Senosy, M. F. Zayed, M. I. Juddoo, and A. R. Masri. Effect of the mixing fields on the stability and structure of turbulent partially premixed flames in a concentric flow conical nozzle burner. *Combustion and Flame*, 175:180–200, 2017.



- [18] R. Azzoni, S. Ratti, S. K. Aggarwal, and I. K. Puri. The structure of triple flames stabilized on a slot burner. *Combustion and Flame*, 119(1-2):23–40, 1999.
- [19] I. K. Puri, S. K. Aggarwal, S. Ratti, and R. Azzoni. On the similitude between lifted and burner-stabilized triple flames: a numerical and experimental investigation. *Combustion and Flame*, 124(1-2):311–325, 2001.
- [20] X. Xiao, C. W. Choi, and I. K. Puri. Temperature measurements in steady two-dimensional partially premixed flames using laser interferometric holography. *Combustion and Flame*, 120(3):318–332, 2000.
- [21] S. Meares and A. R. Masri. A modified piloted burner for stabilizing turbulent flames of inhomogeneous mixtures. *Combustion and Flame*, 161(2):484–495, 2014.
- [22] A. R. Masri, R. W. Bilger, and R. W. Dibble. Turbulent nonpremixed flames of methane near extinction: Probability density functions. *Combustion and Flame*, 73(3):261–285, 1988.
- [23] A. R. Masri, R. W. Dibble, and R. S. Barlow. The structure of turbulent nonpremixed flames revealed by Raman-Rayleigh-Lif measurements. 1996.
- [24] R. S. Barlow and J. H. Frank. Effects of turbulence on species mass fractions in methane/air jet flames. *Symposium (International) on Combustion*, 27(1):1087–1095, 1998.
- [25] S. Meares, V. N. Prasad, G. Magnotti, R. S. Barlow, and A. R. Masri. Stabilization of piloted turbulent flames with inhomogeneous inlets. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2):1477–1484, 2015.
- [26] R. S. Barlow, S. Meares, G. Magnotti, H. Cutcher, and A. R. Masri. Local extinction and near-field structure in piloted turbulent CH<sub>4</sub>/air jet flames with inhomogeneous inlets. *Combustion and Flame*, 162(10):3516–3540, 2015.
- [27] H. C. Cutcher, R. S. Barlow, G. Magnotti, and A. R. Masri. Turbulent flames with compositionally inhomogeneous inlets: Resolved measurements of scalar dissipation rates. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):1737–1745, 2017.
- [28] H. C. Cutcher, R. S. Barlow, G. Magnotti, and A. R. Masri. Statistics of scalar dissipation and reaction progress in turbulent flames with compositional inhomogeneities. *Combustion and Flame*, 194:439–451, 2018.
- [29] K. Kleinheinz, T. Kubis, P. Trisjono, M. Bode, and H. Pitsch. Computational study of flame characteristics of a turbulent piloted jet burner with inhomogeneous inlets. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):1747–1757, 2017.
- [30] B. A. Perry, M. E. Mueller, and A. R. Masri. A two mixture fraction flamelet model for large eddy simulation of turbulent flames with inhomogeneous inlets. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):1767–1775, 2017.
- [31] N. Peters. *Turbulent combustion*. Cambridge monographs on mechanics. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 4. print. with corr edition, 2006. ISBN 0-521-66082-3.
- [32] J. Warnatz, R. W. Dibble, and U. Maas. *Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 4th edition edition, 2006. ISBN 978-3-540-25992-3. URL <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10230348>.
- [33] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. [JR.] Gardiner, V. V. Lissianski, and Z. Qin. GRI-Mech 3.0. URL [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- [34] V. Raghavan. *Combustion Technology: Essentials of Flames and Burners*. Ane / Athena Bks. John Wiley & Sons Incorporated, Somerset, 2016. ISBN 9781119241782. URL <http://gbv.eblib.com/patron/FullRecord.aspx?p=4748398>.
- [35] R. S. Barlow, G. Magnotti, H. C. Cutcher, and A. R. Masri. On defining progress variable for Raman-Rayleigh experiments in partially-premixed methane flames. *Combustion and Flame*, 179:117–129, 2017.

- [36] R. S. Cant and E. Mastorakos. *An introduction to turbulent reacting flows*. ICP Imperial College Press, London, 2008. ISBN 9781860947797.
- [37] G. Kuenne, F. Seffrin, F. Fuest, T. Stahler, A. Ketelheun, D. Geyer, J. Janicka, and A. Dreizler. Experimental and numerical analysis of a lean premixed stratified burner using 1D Raman/Rayleigh scattering and large eddy simulation. *Combustion and Flame*, 159(8):2669–2689, 2012.
- [38] R. W. Bilger. The structure of turbulent nonpremixed flames. *Symposium (International) on Combustion*, 22(1):475–488, 1989.
- [39] S. P. Burke and T. E. W. Schumann. Diffusion Flames. *Industrial & Engineering Chemistry*, 20(10):998–1004, 1928.
- [40] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and numerical combustion*. CNRS, Paris, 3. ed. edition, 2011. ISBN 978-2-7466-3990-4.
- [41] S. H. Sohrab, Z. Y. Ye, and C. K. Law. An experimental investigation on flame interaction and the existence of negative flame speeds. *Symposium (International) on Combustion*, 20(1):1957–1965, 1985.
- [42] S. K. Aggarwal and I. K. Puri. Flame Structure Interactions and State Relationships in an Unsteady Partially Premixed Flame. *AIAA Journal*, 36(7):1190–1199, 1998.
- [43] H. Yamashita, M. Shimada, and T. Takeno. A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames. *Symposium (International) on Combustion*, 26(1):27–34, 1996.
- [44] Y. Mizobuchi, S. Tachibana, J. Shinio, S. Ogawa, and T. Takeno. A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29(2):2009–2015, 2002.
- [45] Y. Mizobuchi, J. Shinjo, S. Ogawa, and T. Takeno. A numerical study on the formation of diffusion flame islands in a turbulent hydrogen jet lifted flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1):611–619, 2005.
- [46] A. J. Lock, A. M. Briones, X. Qin, S. K. Aggarwal, I. K. Puri, and U. Hegde. Liftoff characteristics of partially premixed flames under normal and microgravity conditions. *Combustion and Flame*, 143(3):159–173, 2005.
- [47] S. Som and S. K. Aggarwal. Effects of primary breakup modeling on spray and combustion characteristics of compression ignition engines. *Combustion and Flame*, 157(6):1179–1193, 2010.
- [48] S. Hartl, D. Geyer, A. Dreizler, G. Magnotti, R. S. Barlow, and C. Hasse. Regime identification from Raman/Rayleigh line measurements in partially premixed flames. *Combustion and Flame*, 189:126–141, 2018.
- [49] S. Hartl, D. Geyer, C. Hasse, X. Zhao, H. Wang, and R. S. Barlow. Assessing an experimental approach for chemical explosive mode and heat release rate using DNS data. *Combustion and Flame*, 209:214–224, 2019.
- [50] S. Hartl, R. van Winkle, D. Geyer, A. Dreizler, G. Magnotti, C. Hasse, and R. S. Barlow. Assessing the relative importance of flame regimes in Raman/Rayleigh line measurements of turbulent lifted flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(2):2297–2305, 2019.
- [51] T. F. Lu, C. S. Yoo, J. H. Chen, and C. K. Law. Three-dimensional direct numerical simulation of a turbulent lifted hydrogen jet flame in heated coflow: A chemical explosive mode analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 652:45–64, 2010.
- [52] R. Shan, C. S. Yoo, J. H. Chen, and T. Lu. Computational diagnostics for n-heptane flames with chemical explosive mode analysis. *Combustion and Flame*, 159(10):3119–3127, 2012.
- [53] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000. ISBN 9780521598866.
- [54] R. Borghi. On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames. In C. Casci and C. Bruno, editors, *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, pages 117–138. Springer US, Boston, MA, 1985. ISBN 978-1-4684-4298-4. URL [https://doi.org/10.1007/978-1-4684-4298-4\\_7](https://doi.org/10.1007/978-1-4684-4298-4_7).

- [55] C. Schulz, A. Dreizler, V. Ebert, and J. Wolfrum. Combustion Diagnostics. In C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss, editors, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, volume 110, pages 1241–1315. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007. ISBN 978-3-540-25141-5.
- [56] A. C. Eckbreth. *Laser diagnostics for combustion temperature and species*, volume 3 of *Combustion science and technology*. Gordon & Breach, Amsterdam, 2. ed., compl. rev. and updated. edition, 1996. ISBN 9782884492256.
- [57] C. N. Banwell, E. M. McCash, and W. A. Kreiner. *Molekülspektroskopie: Ein Grundkurs*. Oldenbourg, München, 1999. ISBN 3486245074.
- [58] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy 2*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2015. ISBN 978-3-662-44640-9.
- [59] S. Schneider. *Auswirkungen der Wasserstoff-Zumischung auf die Flammenstruktur turbulenter stratifizierter Methan-Luft-Flammen*. PhD thesis, Universitäts- und Landesbibliothek Darmstadt, Darmstadt, 2017.
- [60] T. Stahler. *Statistische Analyse von Skalarwerten einer turbulenten Vormischflamme*. PhD thesis, Optimus Verlag, Göttingen, 2015.
- [61] F. Fuest. *1D Raman/Rayleigh-scattering and CO-LIF measurements in laminar and turbulent jet flames of dimethyl ether using a hybrid data reduction strategy*. PhD thesis, Universitäts- und Landesbibliothek Darmstadt, Darmstadt, 2011.
- [62] F. Seffrin. *Geschwindigkeits- und Skalarfeld-Charakterisierung turbulenter stratifizierter Vormischflammen*. PhD thesis, Cuvillier, Göttingen, 2011.
- [63] S. Linow. *Über das Potential spektroskopischer Methoden zur Messung von Temperatur und Konzentration in reagierenden technischen Strömungen*. PhD thesis, VDI-Verl, Düsseldorf, 2001.
- [64] D. Geyer. *1D-Raman, Rayleigh experiments in a turbulent opposed jet*. PhD thesis, VDI-Verl, Düsseldorf, 2005.
- [65] F. Fuest, R. S. Barlow, D. Geyer, F. Seffrin, and A. Dreizler. A hybrid method for data evaluation in 1-D Raman spectroscopy. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1):815–822, 2011.
- [66] B. Peterson, E. Baum, B. Böhm, and A. Dreizler. Early flame propagation in a spark-ignition engine measured with quasi 4D-diagnostics. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3):3829–3837, 2015.
- [67] S. Böckle, J. Kazenwadel, T. Kunzelmann, D.-I. Shin, and C. Schulz. Single-shot laser-induced fluorescence imaging of formaldehyde with XeF excimer excitation. *Applied Physics B*, 70(5):733–735, 2000.
- [68] V. Bergmann, W. Meier, D. Wolff, and W. Stricker. Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 2D LIF for the characterization of a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame. *Applied Physics B*, 66(4):489–502, 1998.
- [69] V. Sick. Exhaust-gas imaging via planar laser-induced fluorescence of sulfur dioxide. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 74(4-5):461–463, 2002.
- [70] R. Honza, C.-P. Ding, A. Dreizler, and B. Böhm. Flame imaging using planar laser induced fluorescence of sulfur dioxide. *Applied Physics B*, 123(9):1, 2017.
- [71] M. Schmidt, C.-P. Ding, B. Peterson, A. Dreizler, and B. Böhm. Near-Wall Flame and Flow Measurements in an Optically Accessible SI Engine. *Flow, Turbulence and Combustion formerly: Applied Scientific Research*, 2020.
- [72] X. Yang, C. Fu, G. Wang, Z. Li, T. Li, and Y. Gao. Simultaneous high-speed SO<sub>2</sub> PLIF imaging and stereo-PIV measurements in premixed swirling flame at 20 kHz. *Applied optics*, 58(10):C121–C129, 2019.
- [73] G. M. Johnson, C. J. Matthews, M. Y. Smith, and D. J. Williams. Distribution of sulfur species in the burnt gas of fuel-rich propane-air flames. *Combustion and Flame*, 15(2):211–214, 1970.

- [74] M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry*. Springer International Publishing, Cham, 2018. ISBN 978-3-319-68851-0.
- [75] Sven Scharnowski and Christian J. Kähler. Particle image velocimetry - Classical operating rules from today's perspective. *Optics and Lasers in Engineering*, page 106185, 2020.
- [76] J. Bode. *Untersuchung der Zyklus-zu-Zyklus-Schwankungen in einem Ottomotor mit Hilfe mehrdimensionaler Strömungsdiagnostik*. PhD thesis, Darmstadt, 2018. URL <https://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/105247/>.
- [77] A. K. Prasad and K. Jensen. Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows. *Applied optics*, 34(30):7092–7099, 1995.
- [78] B. Wieneke. Stereo-PIV using self-calibration on particle images. *Experiments in Fluids*, 39(2): 267–280, 2005.
- [79] D. Butz, S. Walther, S. Popp, S. Hartl, R. S. Barlow, C. Hasse, A. Dreizler, and D. Geyer. A novel burner configuration for multi-regime combustion. *14th International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Flames (TNF)*, 2018.
- [80] D. Butz, S. Hartl, S. Popp, S. Walther, R. S. Barlow, C. Hasse, A. Dreizler, and D. Geyer. Local flame structure analysis in turbulent CH<sub>4</sub>/air flames with multi-regime characteristics. *Combustion and Flame*, 210:426–438, 2019.
- [81] D. Butz, S. Walther, A. Breicher, S. Hartl, C. Hasse, A. Dreizler, and D. Geyer. Simultaneous PIV/SO<sub>2</sub>-PLIF Imaging in Multi-Regime Combustion Processes. *5th Collaborative European Research Conference (CERC 2019)*, 2019.
- [82] D. Butz, S. Walther, A. Breicher, S. Popp, C. Hasse, A. Dreizler, and D. Geyer. Combined PIV/SO<sub>2</sub>-PLIF experiments for multi-mode combustion. *9th European Combustion Meeting (ECM) 2019*, 2019.
- [83] A. Dreizler, D. Geyer, and C. Hasse. Regimeübergreifende Verbrennung unter technisch-relevanten Bedingungen: Experimentelle und numerische Untersuchung von thermochemischen Zuständen und Flammenstrukturen, 2016.
- [84] S. Walther. *Entwicklung eines Brenners zur Untersuchung praxisrelevanter Flammenkonfigurationen*. PhD thesis, Hochschule Darmstadt, Darmstadt, 2017.
- [85] J. Nikuradse. *Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren: Mit 9 Zahlentafeln: Zugl.: Göttingen, Kaiser-Wilhelm-Inst., Diss., 1932*, volume Aug. B, Bd. 3, September/Okttober of Beil. zu "Forschung auf d. Gebiete d. Ingenieurwesens". VDI-Verl., Berlin, 1932.
- [86] W. Leuckel. *Swirl Intensities, swirl types and energy losses of different swirl generating devices*. 1973.
- [87] C. Schneider, A. Dreizler, and J. Janicka. Fluid Dynamical Analysis of Atmospheric Reacting and Isothermal Swirling Flows. *Flow, Turbulence and Combustion formerly: Applied Scientific Research*, 74(1):103–127, 2005.
- [88] Y. M. Al-Abdeli and A. R. Masri. Recirculation and flowfield regimes of unconfined non-reacting swirling flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27(5):655–665, 2003.
- [89] R. S. Barlow, G.-H. Wang, P. Anselmo-Filho, M. S. Sweeney, and S. Hochgreb. Application of Raman/Rayleigh/LIF diagnostics in turbulent stratified flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1):945–953, 2009.
- [90] A. N. Karpets, T. B. Settersten, R. W. Schefer, and R. S. Barlow. Laser imaging system for determination of three-dimensional scalar gradients in turbulent flames. *Optics letters*, 29(4): 355–357, 2004.
- [91] M. S. Sweeney, S. Hochgreb, M. J. Dunn, and R. S. Barlow. The structure of turbulent stratified and premixed methane/air flames I: Non-swirling flows. *Combustion and Flame*, 159(9):2896–2911, 2012.

- [92] A. N. Karpets and R. S. Barlow. Measurements of flame orientation and scalar dissipation in turbulent partially premixed methane flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1): 665–672, 2005.
- [93] J. Trabold. *Bau eines Transmissionsspektrometers*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2015.
- [94] J. Trabold, S. Schneider, D. Geyer, G.-H. Wang, and A. Dreizler. A fast shuttered line imaging spectrometer for Raman/Rayleigh measurements in flames. In *Vorbereitung*, 2017.
- [95] A. Franzen. Component Library, a vector graphics library for illustrations of optics experiments. Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License., 2006. URL [http://www.gvoptics.org/component\\_library/](http://www.gvoptics.org/component_library/).
- [96] T. X. Phuoc. Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases. *Optics Communications*, 175(4-6):419–423, 2000.
- [97] R. Menzel. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, second edition edition, 2007. ISBN 978-3-540-23160-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-45158-7>.
- [98] J. Kojima and Q.-V. Nguyen. Laser pulse-stretching with multiple optical ring cavities. *Applied optics*, 41(30):6360–6370, 2002.
- [99] R. Merkel. *Aufbau und Inbetriebnahme einer Verzögerungsstrecke für Laserpulse*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2017.
- [100] J. Zhao. Image Curvature Correction and Cosmic Removal for High-Throughput Dispersive Raman Spectroscopy. *Applied Spectroscopy*, 57(11):1368–1375, 2003.
- [101] M. S. Sweeney, S. Hochgreb, M. J. Dunn, and R. S. Barlow. Multiply conditioned analyses of stratification in highly swirling methane/air flames. *Combustion and Flame*, 160(2):322–334, 2013.
- [102] M. J. Dunn and R. S. Barlow. A wavelet oversampling technique for high resolution scalar measurements: Research Article submitted for consideration to be published in the journal Experiments in Fluids.
- [103] A. Antoniadis, J. Bigot, and T. Sapatinas. Wavelet Estimators in Nonparametric Regression: A Comparative Simulation Study. *Journal of Statistical Software*, 6(6), 2001.
- [104] M. A. Gregor and A. Dreizler. A quasi-adiabatic laminar flat flame burner for high temperature calibration. *Measurement Science and Technology*, 20(6):065402, 2009.
- [105] F.A Lammers and L.P.H Goey. The influence of gas radiation on the temperature decrease above a burner with a flat porous inert surface. *Combustion and Flame*, 136(4):533–547, 2004. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218004000070>.
- [106] M. Mann. *Laserbasierte Untersuchung der Flamme-Wand-Interaktion*. PhD thesis, Optimus-Verl, Göttingen, 2013.
- [107] Imaging Tools: Product Manual for DaVis 8.4, 2017.
- [108] FlowMaster: Product Manual for DaVis 8.0, 2011.
- [109] A. Breicher. *Laserdiagnostische Untersuchung des Strömungsfeldes und der Reaktionszonen in technisch relevanten, turbulenten Flammen*. PhD thesis, Hochschule Darmstadt, Darmstadt, 2019.
- [110] J. Westerweel and F. Scarano. Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids*, 39(6):1096–1100, 2005.
- [111] B. Wieneke and K. Pfeiffer. Adaptive PIV with variable interrogation window size and shape. *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2010.
- [112] S. Bhattacharya, Charonko J. J., and P. P. Vlachos. Stereo-particle image velocimetry uncertainty quantification. *Measurement Science and Technology*, 28(1):015301, 2016. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6501/28/1/015301>.

- [113] S. J. Beresh, J. L. Wagner, B. O. Pruett, J. Henfling, R. Spillers, and B. L. Smith. Self-Calibration Performance in Stereoscopic PIV Acquired in a Transonic Wind Tunnel. *30th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*, 2014.
- [114] T. Zhang, Q. Guo, Q. Liang, Z. Dai, and G. Yu. Distribution Characteristics of OH\*, CH\*, and C2\* Luminescence in CH<sub>4</sub> /O<sub>2</sub> Co-flow Diffusion Flames. *Energy & Fuels*, 26(9):5503–5508, 2012.
- [115] H. Cutcher. *Investigation into Highly Turbulent Flames with Compositionally Inhomogeneous Inlets*. PhD thesis, Sydney, 2018.